



Systèmes de communications cohérents : estimation du bruit de phase non-linéaire et étude de la modulation de phase duobinaire

D. Boivin

► To cite this version:

D. Boivin. Systèmes de communications cohérents : estimation du bruit de phase non-linéaire et étude de la modulation de phase duobinaire. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2005. Français. NNT : . tel-00373736

HAL Id: tel-00373736

<https://theses.hal.science/tel-00373736>

Submitted on 7 Apr 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

L'U.F.R DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
DE FRANCHE-COMTÉ**
Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

**Systèmes de communications cohérents :
estimation du bruit de phase non-linéaire et étude
de la modulation de phase duobinaire**

par

David Boivin

Soutenue le 14 Décembre 2005 devant la commission d'examen :

Président	Daniel Van Labeke	Professeur à l'Université de Franche-Comté
Rapporteurs	Philippe Gallion	Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télé-communications
	Stefan Wabnitz	Professeur à l'Université de Dijon
Examineurs	Erwan Pincemin	Ingénieur de recherche à France Telecom
	John Dudley	Professeur à l'Université de Franche-Comté
	Marc Hanna	Chargé de recherche au CNRS

... à mes parents, *Gaëlle et Loustic*.

Remerciements

Le travail de recherche présenté dans ce manuscrit a été réalisé à Metz au laboratoire FEMTO-ST/GTL-CNRS Telecom.

En premier lieu, je remercie Jean-Pierre Goedgebuer de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et confié à la tutelle éclairée et bienveillante de Marc Hanna. A ce dernier, je tiens ici à exprimer ma plus profonde reconnaissance pour sa disponibilité, son soutien constant ainsi que ses qualités humaines dont ce présent travail est largement tributaire.

Je remercie vivement l'ensemble du jury qui a bien voulu évaluer mon travail, particulièrement Philippe Gallion et Stefan Wabnitz qui ont accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit, ainsi que Daniel Van Labeke, président du jury par ailleurs composé de John Dudley, d'Erwan Pincemin et de Marc Hanna.

Ces années de thèse ont été l'occasion de rencontres marquantes, aussi diverses qu'enrichissantes :

Alexandre Soujaeff et nos jazz listening sessions/thé vert au port Saint-Marcel avant qu'il ne parte au Japon,

Xavier Bavard et Lydie Lasnier, parce que c'est eux, parce que c'est moi, dans la joie comme dans les moments difficiles,

Jérôme Vasseur, mon partenaire historique de belote, mon modèle en terme de clarté mais aussi mon coreligionnaire de Ph.D. à Atlanta,

Muriel Jacquot, toujours à l'écoute, disponible et attentive,

Bloch Matthieu, l'enfant terrible, modèle de rigueur et de persévérance, Kamarade de discussions passionnées et passionnantes,

Johann Cussey, l'ami jurassien,

Nicolas Gastaud, pour les milliers de petits services tellement importants rendus à Metz, Paris ou Atlanta,

Alessandro Fais, l'ami photographe italien, sarde scusi !

Les équipes du programme REES (ministère français des affaires étrangères/JISTEC) ainsi que la division Lightwave Communications de Mitsubishi à Ōfuna, en particulier Ishida et Mizuochi san,

Mes amis de Supelec : Olivier, Anthony, Arnaud, Elodie, Benoît et Stéphane,
Enfin, mes autres camarades de laboratoire : Samuel Moec, Olivier Konne, Pierre-Ambroise Lacourt, Alexandre Locquet, Frédéric Patois, Aurélien Palavisini, Stéphane Poinot, Stéphane Daunet, Deric Waters, Yogesh Sankarasubramaniam, David Miliner, Kevin McFall, Mike Haberman, Damien Nirousset, Nicolas Royer, Serge Grop.
Ces remerciements ne sauraient être complets sans mentionner l'intérêt et le soutien familial apportés par mes parents, ma soeur ainsi que ma grand-mère.

Table des matières

Acronymes	ix
Introduction	1
1 Les systèmes de communications optiques	3
1.1 La fibre optique, milieu de transmission	3
1.1.1 Atténuation	3
1.1.2 Dispersion chromatique	4
1.1.3 Effets non-linéaires	6
1.1.4 Dispersion modale de la polarisation (PMD)	14
1.1.5 Propagation dans la fibre optique	16
1.1.6 Simulations numériques : algorithme de split-step Fourier	18
1.2 De la fibre optique à la ligne de transmission	20
1.2.1 Amplification optique	20
1.2.2 Gestion de dispersion	25
1.2.3 Différents types de lignes de transmission	27
1.3 Emission, détection et traitement des données	31
1.3.1 Formats de modulation	31
1.3.2 Correction d'erreur	38
1.3.3 Performances atteintes	39
2 La gigue de phase	41
2.1 Origine du phénomène	41
2.1.1 Contribution linéaire	41
2.1.2 Contribution non-linéaire	42
2.1.3 Techniques expérimentales de réduction de la gigue de phase	45
2.2 Estimation de la gigue de phase d'un système à gestion de dispersion par la méthode des moments	49
2.2.1 La méthode des moments	49
2.2.2 Calcul de la gigue de phase	50
2.2.3 Validation de la méthode	55

2.3	Estimation de la gigue de phase d'un soliton dans un lien à dispersion constante : approche perturbative du filtrage glissant	61
2.3.1	Théorie des perturbations appliquée à l'étude des solitons	62
2.3.2	Application au filtrage glissant	63
2.3.3	Simulations numériques	65
2.4	Mise en évidence expérimentale : effet de l'ASE sur une transmission WDM utilisant une modulation de phase	68
3	La modulation DPSK duobinaire	75
3.1	Le signal duobinaire	75
3.1.1	Origine	75
3.1.2	Filtres duobinaires : simulations	84
3.2	Réalisation de la modulation DPSK duobinaire	86
3.2.1	Principe de codage	86
3.2.2	Caractérisation expérimentale du filtre duobinaire	88
3.2.3	Dispositif expérimental : vérification à 2 Gbit/s avec un démodulateur fibré	89
3.2.4	Spectre optique et sensibilité : mesures et comparaison avec NRZ-DPSK	92
3.3	Le DPSK Duobinaire dans la jungle des formats de modulation : étude d'une transmission à 10 Gbit/s	94
3.3.1	Spectre optique	94
3.3.2	Résistance à la transmission : dispersion/non-linéarité	95
3.3.3	Sensibilité	100
3.3.4	Boucle à recirculation	101
	Conclusion générale	107
	Bibliographie	109

Acronymes

	Signification anglaise	Signification française
APRZ	Alternate Phase Return to Zero	Retour à Zéro à Phase Alternée
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emission Spontanée Amplifiée
AWG	Arrayed Waveguide Grating	Phasar
BER	Bit Error Rate	Taux d'Erreur Binaire
BERT	Bit Error Rate Tester	Testeur de Taux d'Erreur Binaire
CF RZDPSK	Chirp Free RZDPSK	RZDPSK non Chirpé
CRZ	Chirped Return to Zero	Retour à Zéro Chirpé
CSRZ	Carrier Suppressed Return to Zero	Retour à Zéro à Porteuse Supprimée
DCF	Dispersion Compensating Fiber	Fibre à Compensation de Dispersion
DFB	Distributed FeedBack	Contre-Réaction Distribuée
DFF	Dispersion-Flattened Fiber	Fibre à Dispersion Plate
DGD	Differential Group Delay	Différence de temps de groupe
DM	Dispersion Management	Gestion de Dispersion
DMF	Dispersion-Managed Fiber	Fibre à gestion de dispersion
DPSK	Differential Phase Shift Keying	Modulation de Phase Différentielle
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à Dispersion Décalée
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à Fibre Dopée Erbium
ESNL	NonLinear Schrödinger Equation	Equation de Schrödinger Non-Linéaire
FEC	Forward Error Correction	Code Correcteur d'Erreur
FFT	Fast Fourier Transform	Transformée de Fourier Rapide
FWM	Four-Wave Mixing	Mélange Quatre Ondes
GEF	Gain Equalizing Filter	Filtre Egaliseur de Gain
GVD	Group-Velocity Dispersion	Dispersion de Vitesse de Groupe
IMDD	Intensity Modulated Direct Detection	Modulation d'Intensité Détection Directe
IST	Inverse Scattering Theory	Théorie de Diffusion Inverse
MZM	Mach-Zehnder Modulator	Modulateur de Mach-Zehnder
MZDI	Mach-Zenhder Delay Interferometer	Interféromètre de Mach-Zenhder Déséquilibré
NPSC	Nonlinear Phase Shift Compensation	Compensation de Phase Non-Linéaire
NRZ	Non Return to Zero	Non Retour à Zéro
OOK	On-Off keying	Modulation d'intensité
OSNR	Optical Signal to Noise Ratio	Rapport Signal sur Bruit Optique
PMD	Polarisation Mode Dispersion	Dispersion Modale de Polarisation
PRBS	Pseudo Random Bit Sequence	Séquence de Bits Pseudo Aléatoire
PSBT	Phase Shaped Binary Transmission	Transmission Binaire à Phase Modifiée
PSK	Phase Shift Keying	Modulation de Phase

QPSK	Quadrature Phase Shift Keying	Modulation de Phase sur Quatre Niveaux
RF	Radio Frequency	Radio-Fréquence
RS	Reed Solomon	Code de Reed Solomon
RZ	Return to Zero	Retour à Zéro
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Diffusion Brillouin Stimulée
SMF	Single Mode Fiber	Fibre MonoMode
SNR	Signal to Noise Ratio	Rapport Signal à Bruit
SPM	Self-Phase Modulation	Automodulation de Phase
SRS	Stimulated Raman Scattering	Diffusion Raman stimulée
VSF	Vestigial Side Band	Bande Latérale Unique
WDM	Wavelength-Division Multiplexing	Multiplexage en Longueur d'Onde
WSS	Wide Sense Stationary	Stationnaire au Sens Large
XPM	Cross-Phase Modulation	Modulation de Phase Croisée

Introduction

1990 : 1 Tbit/mois,

2000 : 35000 Tbit/mois.

A eux seuls, ces chiffres faisant état du volume de données acheminées par les liens dorsaux américains (Backbones) nous permettent d'imaginer les défis qu'a dû relever l'industrie des télécommunications optiques dans la dernière décennie. Défis auxquels elle devra répondre dans le futur puisqu'en doublant approximativement tous les ans, le trafic semble suivre une évolution comparable à la loi de Moore pour les semi-conducteurs. Dans cette quête incessante de systèmes de plus en plus performants, il semble que le multiplexage en longueur d'onde (WDM, *Wavelength Division Multiplexing*) se soit imposé comme la technique de choix, rendant possible la réalisation de lignes de transmission aux capacités impressionnantes. Dans ce contexte, chaque canal d'information est associé à une longueur d'onde optique particulière avant d'être multiplexé aux autres puis transmis sur la liaison. Cependant, la plage utilisable (environ 160 nm), donc la capacité totale de transmission, est limitée par la technologie de l'amplification optique.

Conjointement, le système est soumis à d'autres contraintes. Lors de sa propagation, le signal subit une série de dégradations qui vont interagir de manière complexe : les effets de dispersion, les effets non-linéaires et l'accumulation du bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques. Ainsi, la conception et l'optimisation des systèmes reposent sur des compromis délicats visant à minimiser les conséquences délétères sur la qualité du signal détecté dont la mesure ultime est donnée par le taux d'erreur binaire (BER, *Bit Error Rate*).

Outre le souci constant d'améliorer les caractéristiques des composants physiques comme la fibre optique ou les amplificateurs, l'un des axes de recherche consiste à minimiser l'occupation spectrale des canaux WDM. En effet, selon la manière dont est codée l'information sur son canal, soit le format de modulation utilisé, celle-ci occupe une bande de fréquences plus ou moins large, ce qui définit son efficacité spectrale. Sachant que la bande totale utilisable est fixée par celle des amplificateurs optiques, le choix d'un format de modulation efficace permet alors d'augmenter le nombre de canaux. Ce choix n'est cependant pas anodin puisque chaque format de modulation montre des comportements

différents selon la contrainte dominante imposée par les conditions d'utilisation de la ligne en termes de distances et de coût.

Récemment, nombres d'alternatives à la traditionnelle modulation d'intensité ont été proposées dont celles reposant sur la phase de l'onde optique. Ces systèmes dits cohérents ont montré une vulnérabilité moins grande face à divers effets non-linéaires tout en présentant une efficacité spectrale plus importante. Très attractifs, ils montrent néanmoins un comportement différent vis à vis du bruit accumulé lors de la propagation. Celui-ci se traduit par du bruit de phase, gigue de phase, qu'il est primordial d'évaluer et de minimiser autant que possible. Ces différentes remarques ont motivé le cadre de notre étude réalisée au sein du laboratoire FEMTO-ST/GTL-CNRS Telecom.

Si dans le domaine des radio-fréquences les formats de modulation de phase continue ont déjà montré qu'ils répondaient à la problématique de compression spectrale tout en étant robustes aux non-linéarités, ils n'ont pas encore été mis en œuvre dans le cadre des communications optiques cohérentes et se présentent donc comme des candidats prometteurs aux futurs développements des systèmes WDM. Par opposition aux transitions de phase quasi-discontinues provoquées par l'utilisation des signaux modulant en tout ou rien (OOK, *On-Off Keying*), nous proposons une nouvelle technique de codage sous la forme d'une modulation de phase continue à trois niveaux (duobinaire). Son étude marque ainsi la première tentative de transposer la classe des formats à modulation de phase continue et à réponse partielle dans le domaine des télécommunications optiques.

Ce manuscrit est divisé en trois chapitres. Le premier introduit les notions fondamentales concernant les communications sur fibre optique et montre les différentes étapes suivies, du "simple" milieu de propagation guidée qu'elle constitue à la ligne de transmission complète avec ses derniers développements. Le deuxième chapitre présente et analyse la principale limitation des systèmes cohérents : la gigue de phase. Celle-ci naît de l'interaction du signal avec le bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques. L'évaluation rapide, analytique ou semi-analytique, de ces fluctuations est proposée dans deux contextes différents marquant ainsi une étape importante dans l'estimation de la qualité d'une transmission cohérente. Les résultats obtenus sont validés par des simulations numériques. Expérimentalement, nous étudions l'effet de la gigue de phase sur les performances d'une transmission WDM.

Le troisième et dernier chapitre présente l'étude et la caractérisation expérimentale d'un nouveau format de modulation basé sur la modulation de phase différentielle utilisant un signal modulant duobinaire. Ses performances sont comparées à celles des formats standards au débit de 10 Gbit/s lors d'une expérience utilisant une boucle à recirculation. Nous concluons finalement en faisant un bilan du travail effectué puis en évoquant les perspectives et améliorations à apporter au système.

Chapitre 1

Les systèmes de communications optiques

L'objectif de ce premier chapitre est de donner une description générale des télécommunications optiques en partant de l'élément de base, la fibre optique, puis de présenter les différentes techniques et concepts qui permettent d'élaborer une ligne de transmission et plus généralement un système complet.

1.1 La fibre optique, milieu de transmission

1.1.1 Atténuation

La fibre optique est une solution de choix pour le transport de l'information dans les systèmes modernes. Si le principe de guidage de la lumière basé sur le principe de réflexion totale interne est connu depuis le XIX^e siècle, le domaine n'a pu se développer que récemment avec l'amélioration des techniques de fabrication. Plusieurs facteurs contribuent à l'atténuation de ce milieu matériel :

- L'absorption intrinsèque de la silice : si la résonance dans l'UV et les résonances vibrationnelles dans l'IR lointain n'absorbent pas beaucoup entre 0.2 et 2 μm , les impuretés résiduelles peuvent conduire à des niveaux d'absorption non négligeables. En particulier, la présence d'ions OH dans la fibre conduit à la courbe d'atténuation typique des années 1990 (figure 1.1) avec les deux pics à 1.23 et 1.4 μm . L'amélioration constante des procédés et techniques de fabrication a permis de s'affranchir de cette contrainte et de proposer des fibres optiques permettant une transmission de 1.26 à 1.62 μm à des atténuations inférieures à 0.5 dB/km.
- La diffusion Rayleigh : tirant son origine des variations locales de l'indice de réfraction, cet effet proportionnel à λ^{-4} , et donc prédominant aux courtes longueurs d'onde, diffuse la lumière dans toutes les directions et est à l'origine de l'atténuation représentée en pointillés figure 1.1.

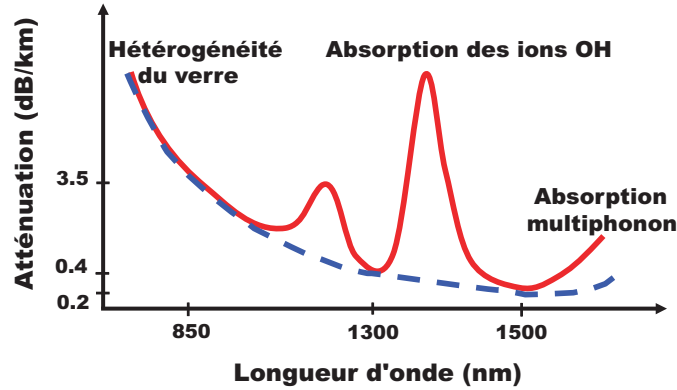


FIG. 1.1 – Atténuation d’une fibre monomode. En trait plein figure l’allure typique des années 1990, en pointillés l’atténuation actuelle.

La relation existant entre la puissance optique transmise au bout d’une distance z et la puissance initialement injectée définit l’atténuation linéique de la fibre α :

$$P(z) = P(0).e^{-\alpha z} \quad (1.1)$$

Généralement, cette atténuation est exprimée en dB/km selon la relation :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{z} \log\left(\frac{P(z)}{P(0)}\right) = \frac{10}{\ln 10} \alpha. \quad (1.2)$$

L’atténuation des fibres actuelles est d’environ 0.2 dB/km à 1.55 μm où elle atteint sa valeur minimale. A cela, on doit rajouter les pertes dues aux micro-courbures (conditionnement) et aux épissures (raccords entre fibres).

1.1.2 Dispersion chromatique

La réponse d’un milieu diélectrique à une onde électro-magnétique dépend de sa fréquence ω . Le milieu est alors qualifié de dispersif et son indice de réfraction varie donc en fonction de la longueur d’onde. Cette propriété va jouer un rôle crucial dans la propagation des impulsions optiques courtes car ses différentes composantes spectrales vont voyager à des vitesses différentes $\frac{c}{n(\lambda)}$, modifiant le profil temporel initial (figure 1.2). De l’élargissement temporel induit résulte une interférence entre symboles qui limite la portée des systèmes de communications.

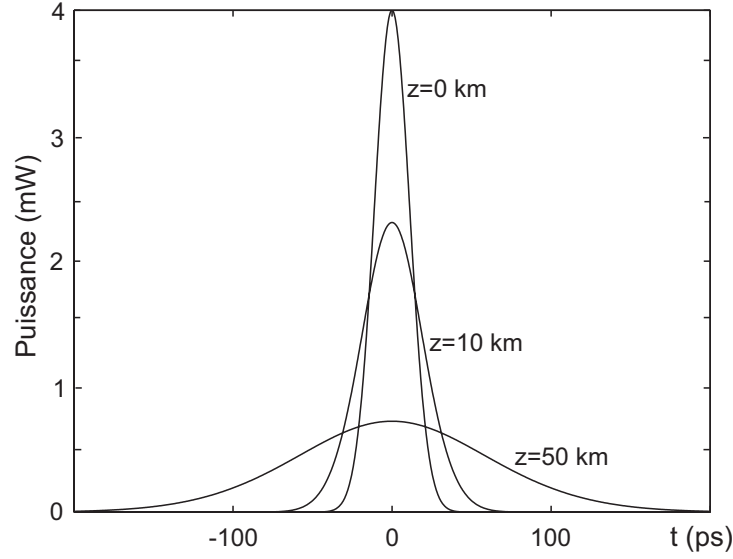


FIG. 1.2 – *Effet de la dispersion d’une fibre monomode standard ($D=16 \text{ ps}/(\text{nm.km})$) sur la largeur temporelle d’une impulsion gaussienne. L’impulsion initiale a une puissance crête de 4 mW et une largeur temporelle à mi-hauteur de 20 ps.*

Pour une onde quasi-monochromatique centrée à la pulsation ω_0 , les effets de la dispersion sont explicités mathématiquement en développant son vecteur d’onde $\beta(\omega)$ en série de Taylor au voisinage de ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.3)$$

$$\text{où } \beta_i = \left(\frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right)_{\omega=\omega_0}.$$

L’enveloppe de l’impulsion se propage à la vitesse de groupe $v_g = \frac{1}{\beta_1}$ tandis que β_2 représente la dispersion de cette vitesse de groupe. La dispersion chromatique est le plus souvent exprimée par l’intermédiaire du paramètre de dispersion $D = \frac{d\beta_1}{d\lambda}$:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2. \quad (1.4)$$

On exprime généralement D en $\text{ps}/(\text{nm.km})$ et β_2 en ps^2/km . Selon le signe de D , on distingue le cas de la dispersion normale ($D < 0$ ou $\beta_2 > 0$) pour laquelle les longueurs d’onde rouges sont plus rapides que les bleues et la dispersion anormale où la conclusion est inverse. Les fibres monomodes standards (SMF, *Single Mode Fiber*) ont une dispersion nulle autour de $1.31 \mu\text{m}$ mais ce n’est pas le cas autour de $1.55 \mu\text{m}$, fenêtre correspondant au minimum d’atténuation de la fibre. Cependant, il existe d’autres types de fibre dont les caractéristiques ont été modifiées afin de s’écarter de la fonction de dispersion de la silice pure (figure 1.3).

On peut citer des fibres dont la dispersion

- est nulle (DSF, *Dispersion Shifted Fiber*) ou faible (NZ-DSF, *Non-Zero Dispersion Shifted Fiber*) vers $1.55 \mu\text{m}$, l'avantage de cette dernière étant de réduire considérablement l'impact des effets non linéaires à accord de phase comme le mélange quatre ondes.
- reste constante sur une large plage de longueur d'onde (DFF, *Dispersion Flattened Fiber*).

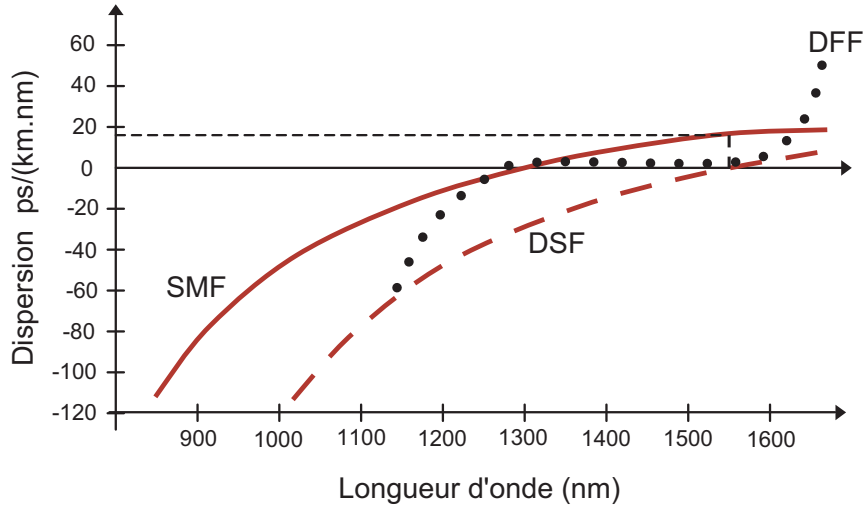


FIG. 1.3 – Courbes de dispersion de différents types de fibre. SMF : fibre standard, DSF : fibre à dispersion décalée, DFF : fibre à dispersion plate.

1.1.3 Effets non-linéaires

Cette partie se propose d'exposer les phénomènes se produisant dans une fibre où la puissance optique élevée se trouve confinée dans un coeur de 50 à $65 \mu\text{m}^2$. Dans ce cas, la réponse du milieu diélectrique soumis à ce champ électromagnétique intense est non-linéaire. On distinguera les non-linéarités inélastiques et élastiques, selon qu'il y a ou non échange d'énergie avec le milieu.

Description électromagnétique

Dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique extérieur, le déplacement $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ appelé induction électrique est lié à l'apparition de moments dipolaires élémentaires $\mathbf{p}(t)$ dus au déplacement en sens contraire des positions d'équilibre des charges liées. Le champ de polarisation macroscopique $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ est le moment dipolaire induit moyen par unité de volume. La réponse non-linéaire du milieu se traduit par un champ de polarisation

\mathbf{P} non-linéaire qui satisfait le développement :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \times \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \times \mathbf{EE} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \times \mathbf{EEE} + \dots \quad (1.5)$$

où $\chi^{(i)}$ est un tenseur d'ordre $i+1$.

Le caractère amorphe de la silice fait que les fibres optiques ne présentent pas de polarisabilités non-linéaires d'ordre pair. En particulier, $\chi^{(2)} = 0$ et dans la suite, nous considérerons comme négligeables les termes d'ordre supérieur à 3. On obtient alors :

$$\mathbf{P} = \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(1)} \times \mathbf{E}}_{\mathbf{P}_L(\mathbf{r},t)} + \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(3)} \times \mathbf{EEE}}_{\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r},t)}. \quad (1.6)$$

Malgré sa faible valeur, le coefficient $\chi^{(3)}$ va être responsable de la plupart des effets non-linéaires affectant la propagation du champ électrique. Fortement confiné dans le coeur de la fibre, il crée des densités de puissances élevées. Par ailleurs, les grandes distances d'interaction (quelque 20 km pour une atténuation de 0.2 dB/km) viennent jouer un rôle déterminant dans l'apparition des effets non-linéaires.

Effets du $\chi^{(3)}$: l'effet Kerr optique

Le coefficient $\chi^{(3)}$ est à l'origine des trois principaux effets non-linéaires élastiques :

- l'automodulation de phase (SPM, *Self-Phase Modulation*)
- la modulation de phase croisée (XPM, *Cross-Phase Modulation*)
- le mélange 4 ondes (FWM, *Four Wave Mixing*).

Si l'on considère l'équation de propagation dérivée directement des équations de Maxwell :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} = \mathbf{0} \quad (1.7)$$

d'après (1.6), on peut aussi écrire :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} (1 + \chi^{(1)}) \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} = \mathbf{0}. \quad (1.8)$$

Dans l'approximation d'une enveloppe lentement variable, on écrit \mathbf{E} sous la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[E(\mathbf{r}, t) \cdot e^{-j\omega_0 t} + c.c \right] \mathbf{x} \quad (1.9)$$

où $E(\mathbf{r}, t)$ est une fonction du temps lentement variable par rapport à la période optique et \mathbf{x} la direction de polarisation. On obtient le même type d'expression pour $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[P_L(\mathbf{r}, t) \cdot e^{-j\omega_0 t} + c.c \right] \mathbf{x} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[P_{NL}(\mathbf{r}, t) \cdot e^{-j\omega_0 t} + c.c \right] \mathbf{x} \quad (1.11)$$

Quand (1.9) est substituée dans (1.6) avec l'hypothèse d'une réponse non-linéaire instantanée, l'expression de $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ contient deux termes oscillant à ω_0 et $3\omega_0$. Ce dernier requiert une condition d'accord de phase difficile à réaliser dans la fibre optique et sera donc négligé dans la suite. En utilisant (1.11), $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$ est donné par

$$P_{NL}(\mathbf{r}, t) \approx \epsilon_0 \epsilon_{NL} E(\mathbf{r}, t) \quad (1.12)$$

où la contribution non-linéaire à la constante diélectrique est définie par

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E(\mathbf{r}, t)|^2. \quad (1.13)$$

Obtenir l'équation de propagation de l'enveloppe lentement variable $E(\mathbf{r}, t)$ dans le domaine fréquentiel n'est généralement pas possible du fait de la dépendance en intensité de ϵ_{NL} . Les effets non-linéaires étant assez faibles, la polarisation non-linéaire \mathbf{P}_{NL} est traitée comme une petite perturbation de la polarisation totale induite. Cette approche permet de considérer ϵ_{NL} comme constante dans l'établissement de l'équation de propagation. En substituant $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$ dans (1.8), puis en prenant la transformée de Fourier, on a

$$\Delta \tilde{E} - \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (1.14)$$

où la constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ est définie par $\epsilon(\omega) = 1 + \chi_{xx}^{(1)}(\omega) + \epsilon_{NL}$.

L'indice de réfraction n dépend aussi de l'intensité :

$$n = n_L + n_2 |E|^2 \text{ avec } n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\}. \quad (1.15)$$

L'équation de propagation se résout en cherchant une solution à variables séparées de la forme

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega) \cdot e^{j\beta_0 z}. \quad (1.16)$$

En négligeant la dispersion, la théorie des perturbations au premier ordre [1] donne l'évolution de l'enveloppe lentement variable $A(z, t)$ sous la forme

$$\frac{\partial A}{\partial z} - j\gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.17)$$

avec $\gamma = \frac{n_2 \omega}{A_{eff} c}$, A_{eff} étant l'aire effective de mode de la fibre.

Automodulation de phase (SPM) :

Mathématiquement, la solution de l'équation (1.17) s'écrit :

$$A(z, t) = A(0, t) \cdot e^{-j\gamma|A(0,t)|^2 z}. \quad (1.18)$$

Au cours de la propagation, la dépendance temporelle de l'intensité du signal optique $|E|^2$ induit, via la non-linéarité de l'indice de réfraction n , un retard de phase proportionnel à $|E|^2$, d'où le terme d'automodulation de phase décrivant ce phénomène. La fréquence instantanée — proportionnelle à la dérivée temporelle de la phase — est aussi dépendante du temps :

$$\nu(z, t) \sim \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial t} = \gamma z \cdot \frac{d|A(0, t)|^2}{dt}, \quad (1.19)$$

et l'on observe son décalage appelé "chirp". Celui-ci réside en un décalage fréquentiel vers le rouge en début d'impulsion, vers le bleu à sa fin. Autrement dit, la SPM se traduit par une modulation de fréquence parasite, avec augmentation (respectivement diminution) de la fréquence instantanée à l'avant (respectivement à l'arrière) de l'impulsion (figure 1.4).

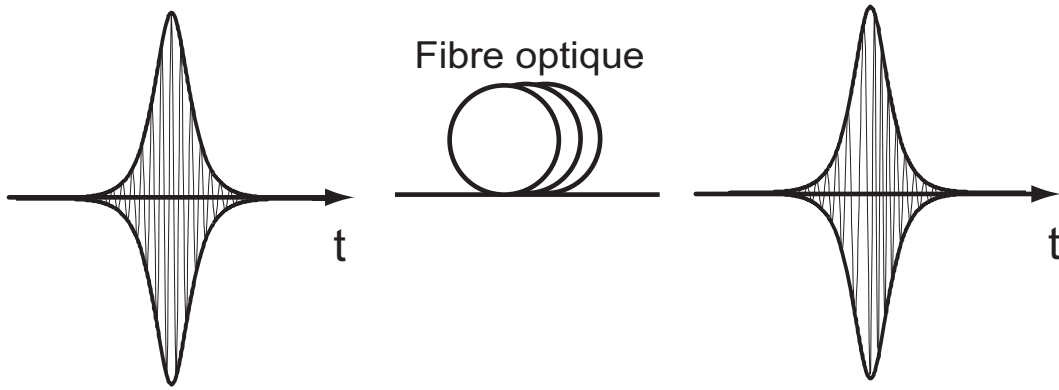


FIG. 1.4 – *Effet de l'automodulation de phase sur une impulsion courte.*

Le chirp va donc élargir le spectre de manière croissante avec la distance parcourue et la brièveté de l'impulsion. C'est l'effet représenté figure 1.5 lorsqu'une impulsion gaussienne picoseconde (20 ps à mi-hauteur) de puissance crête élevée (6 mW) se propage dans une fibre à dispersion décalée.

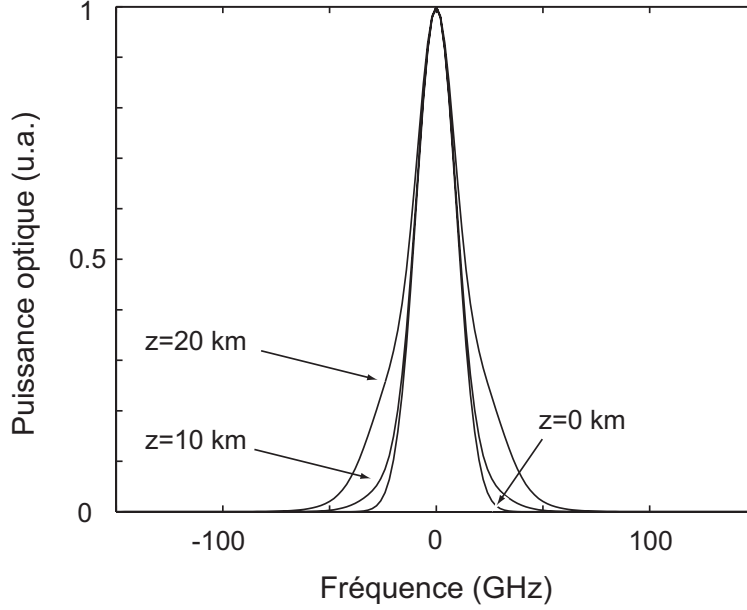


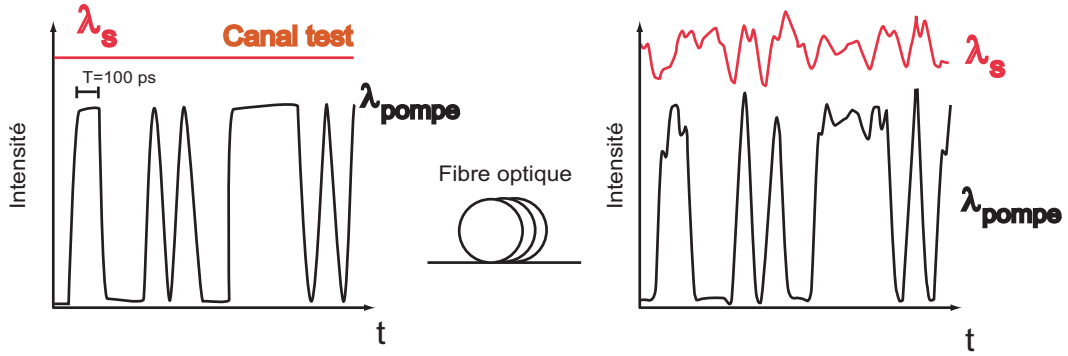
FIG. 1.5 – *Effet de l'automodulation de phase sur le spectre d'une impulsion gaussienne se propageant dans une fibre à dispersion décalée dont l'indice non-linéaire vaut $n_2 = 3.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.*

Modulation de phase croisée (XPM) :

Dans le cas où l'on néglige la dispersion chromatique, la fibre peut coupler deux signaux différant par leur longueur d'onde ou leur polarisation sans qu'il y ait transfert d'énergie entre eux. Dans le cas de deux longueurs d'onde différentes, la XPM a lieu car l'indice de réfraction n^1 effectivement vu par le champ \mathbf{E}_1 dans le milieu non-linéaire dépend non seulement de son intensité mais aussi de celle de son voisin \mathbf{E}_2 se propageant en même temps que lui :

$$n^1 = n_L + n_2(|E_1|^2 + 2|E_2|^2). \quad (1.20)$$

Le facteur 2 dans la dernière équation montre qu'à intensité égale, l'effet de la XPM est deux fois plus efficace que celui de la SPM. L'effet de la XPM (figure 1.6) est mis en évidence par la technique dite de pompe/sonde [2] où l'on mesure le niveau de distorsion induit par un canal modulé (pompe λ_{pompe}) sur un canal voisin (λ_s) dont l'intensité est constante. La modulation de phase induite ici par XPM est convertie en modulation d'intensité par la dispersion chromatique de la fibre après 5 sections de 60 km de SMF exactement compensée par 12 km de DCF présentant une dispersion $\beta_2 = 108.5 \text{ ps}^2/\text{km}$. Les deux canaux sont séparés de 50 GHz.

FIG. 1.6 – *Effet de la modulation de phase croisée sur un signal non modulé.*

Dans le cas de deux signaux de même longueur d'onde mais dont les polarisations sont orthogonales E_x et E_y , on montre que la fibre est le siège d'une biréfringence non-linéaire. Celle-ci s'exprime au niveau de l'indice de réfraction vu par la composante E_x de la manière suivante :

$$n_x = n_L + n_2(|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2). \quad (1.21)$$

Mélange quatre ondes (FWM) :

Le mélange quatre ondes est le produit d'intermodulation provenant de l'interaction de plusieurs champs à différentes fréquences. De manière générale, deux champs, dits de pompe, interagissent avec un troisième, dit de signal. Tandis que deux photons de pompe sont annihilés, deux autres sont générés, l'un à la fréquence du signal, l'autre à une fréquence dite complémentaire ou idler (figure 1.7 a). Dans un contexte de transmission WDM, le transfert de puissance résultant se révèle particulièrement nuisible puisqu'il produit une interférence entre les canaux (diaphonie) [3]. Cependant, ce processus nécessite une condition d'accord de phase qui n'est pas spontanément réalisée lorsque la dispersion chromatique locale est non nulle. Pour cette raison (figure 1.7 b), le mélange quatre ondes ne sera donc pas l'effet non-linéaire dominant dans la suite.

En revanche, il est exploité dans de nombreuses applications comme la conversion de fréquence, le démultiplexage ou encore l'amplification paramétrique. Enfin, la conjugaison de phase est une propriété inhérente du FWM qui s'avère particulièrement intéressante [4–6] et sur laquelle nous reviendrons au chapitre 2. Une pompe A_p et un signal A_s respectivement aux fréquences ω_p et ω_s sont injectés dans une fibre DSF dont le zéro de dispersion coïncide avec la longueur d'onde de la pompe.

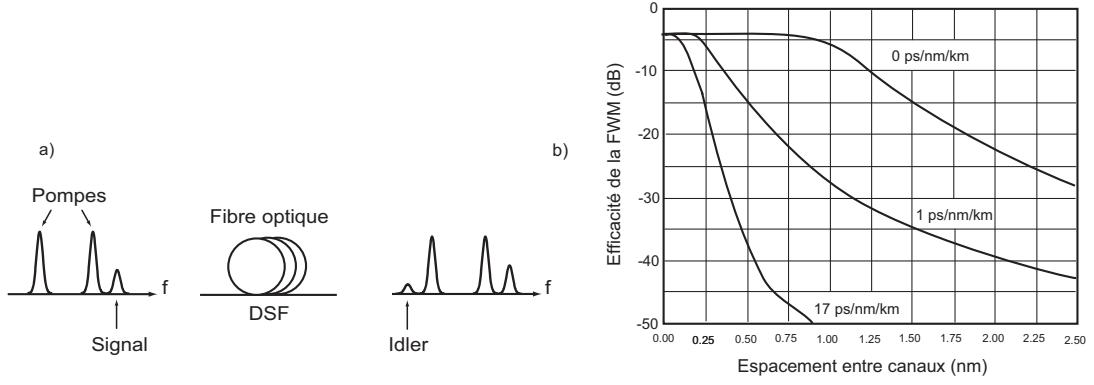


FIG. 1.7 – (a) Manifestation spectrale du FWM après propagation du signal et des deux pompes dans de la DSF (b) Efficacité du FWM en fonction de l'espace entre canal pour diverses valeurs de dispersion.

Dans ce cas, la condition d'accord de phase

$$k_c = 2k_p - k_s \text{ avec } k_j = \frac{n(\omega_j)\omega_j}{c}, \quad (1.22)$$

k_j étant le vecteur d'onde du champ optique à la fréquence ω_j , est approximativement vérifiée et la non-linéarité de la fibre génère le signal conjugué A_c à la fréquence $\omega_c = 2\omega_p - \omega_s$ [7] selon :

$$\frac{dA_c}{dz} = -\frac{\alpha}{2}A_c + \gamma|A_p|^2A_s^*. \quad (1.23)$$

La puissance convertie dans le signal conjugué A_c (figure 1.8) est alors proportionnelle au carré de la puissance de pompe et à la puissance du signal.

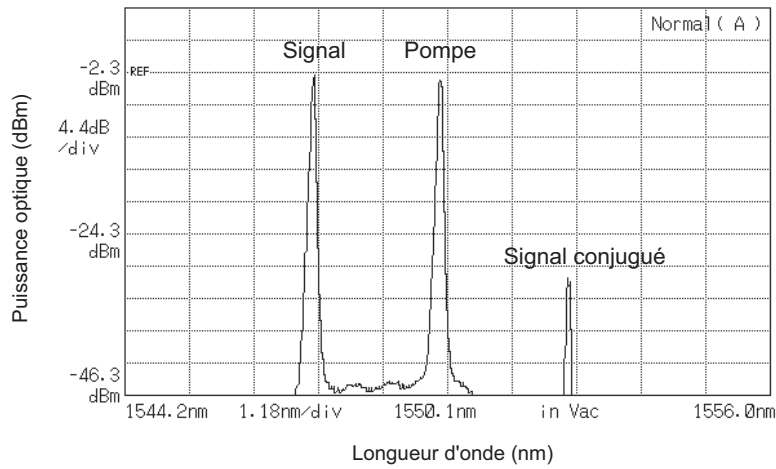


FIG. 1.8 – Spectre mesuré en sortie d'une fibre DSF après interaction d'un signal et d'une pompe (résolution de l'analyseur de spectre optique : 0.1 nm).

Non-linéarités inélastiques : interaction de l'onde optique avec le milieu

Nous nous intéressons maintenant aux effets non-linéaires dus à l'interaction entre l'onde optique et le milieu dans lequel elle se propage. Par diffusion inélastique stimulée, un photon incident (pompe) se transforme en un nouveau photon (onde de Stokes) de fréquence et donc d'énergie inférieure. La différence est transmise au milieu sous la forme d'une onde acoustique (phonon). Selon la nature acoustique ou optique de ce dernier, on distingue deux effets se manifestant lorsque la puissance lumineuse incidente excède un certain seuil pour chaque processus :

- la diffusion Brillouin stimulée (SBS, *Stimulated Brillouin Scattering*) : cette interaction met en jeu un phonon acoustique. Dans ce cas, l'onde de Stokes produite à une fréquence inférieure de 11 GHz est générée principalement dans la direction inverse de la pompe. Cela signifie que la puissance en sortie de la fibre ne varie plus linéairement avec la puissance incidente mais atteint un seuil au-delà duquel l'excès est entièrement réfléchi¹. Cette rétrodiffusion est un phénomène à bande étroite (jusqu'à 10 MHz vers $1.55 \mu m$) qui ne concerne pratiquement que les sources continues intenses². Dans notre étude, les impulsions étant de durées inférieures à 1 ns, la puissance requise pour obtenir une diffusion significative ne sera pas confinée dans cette bande si bien que l'on négligera cet effet dans la suite.
- la diffusion Raman stimulée (SRS, *Stimulated Raman Scattering*) : cette interaction met en jeu un phonon optique. Dans ce cas l'onde de Stokes, co- ou contre-propagative, est produite à une fréquence inférieure de 13 THz de celle de la pompe. Si la bande de cet effet est plus grande (7 THz environ), ce dernier n'aura d'influence sur la propagation que si le spectre des impulsions utilisées est plus large que 13 THz — soit pour des impulsions intenses plus courtes que 1 ps et dans ce cas la partie bleue du signal sert de pompe pour amplifier sa partie rouge — ou s'il contient des longueurs d'onde espacées de cet écart.

¹Dans les fibres actuelles, le seuil est de l'ordre de 10 mW mais peut être augmenté considérablement si la pompe est spectralement étendue.

²Cela a notamment été le cas de la pompe utilisée pour faire de la conjugaison de phase présentée figure 1.8 lorsque l'on a voulu une plus grande efficacité.

1.1.4 Dispersion modale de la polarisation (PMD)

La silice, amorphe par nature, ne présente pas de biréfringence. Cependant, l'augmentation des débits en transmission a fait apparaître les problèmes liés à la dispersion modale de la polarisation (PMD, *Polarisation-Mode Dispersion*), car en pratique, beaucoup de facteurs (contraintes mécaniques et thermiques...) viennent rompre la symétrie cylindrique de la fibre qui assurait la propagation d'un mode fondamental dégénéré en polarisation. La fibre devient alors assimilable à un milieu biréfringent présentant localement deux axes de propagation, rapide et lent, dont les directions changent aléatoirement suivant les contraintes imposées. Une impulsion va donc se propager suivant deux états de polarisation orthogonaux ayant des vitesses de groupe différentes. La différence de temps de groupe (DGD, *Differential Group Delay*) $\Delta\tau$ entre les deux modes polarisés (figure 1.9) est source de l'élargissement temporel à la détection. Contrairement à la dispersion chromatique, stable et parfaitement connue, la PMD fluctue aléatoirement dans le temps. On peut montrer que la DGD moyenne augmente comme la racine carrée de la longueur de fibre parcourue [8]. Les spécifications de certaines fibres usuelles sont données par la table 1.1.

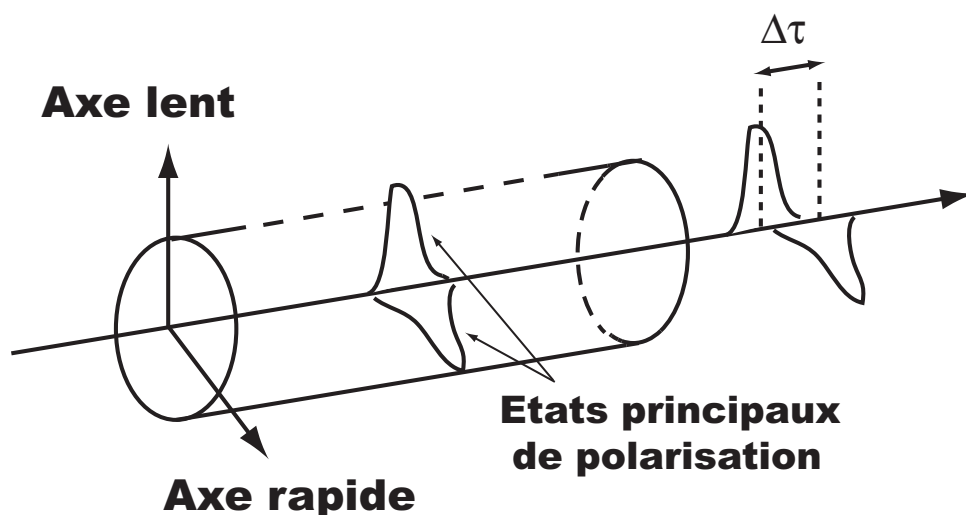


FIG. 1.9 – Effet de la PMD sur une impulsion optique.

Fibre	Fabriquant	D $ps/(km.nm)$	S $ps/(km.nm)^2$	α_0 dB/km	A_{eff} μm^2	PMD ps/\sqrt{km}
TrueWave™ RS	Lucent	4.5	0.045	0.22	55	<0.1
LEAF™	Corning	4.2	0.09	0.22	72	<0.1
TeraLight™ Ultra	Alcatel	8	0.052	<0.22	63	<0.04
Standard	Lucent, Corning Furukawa	16.9	0.055	0.23	87	<0.1
Sous-marine	Lucent	-3.1	0.05	0.215	50	<0.1
Deeplight™	Pirelli	-2.2	<0.12	<0.23	70	<0.1
Teralight™ Metro	Alcatel	8	0.058	<0.25	63	<0.08
DCF	Lucent	-100	-0.22	0.5	20	<0.25
WB-DCF	Lucent	-95	-0.33	0.5	19	<0.25
HS-DCF	Lucent	-100	-0.67	0.68	15	<0.25

TAB. 1.1 – Paramètres de différentes fibres optiques commerciales à 1550 nm d'après [9].

1.1.5 Propagation dans la fibre optique

Après avoir étudié les différents phénomènes liés à la fibre, nous allons établir l'équation de base régissant la propagation de l'enveloppe du champ électrique dans ce milieu à partir de l'équation de dispersion :

$$k = \frac{n\omega}{c} \text{ avec } n(\omega) = n_L(\omega) + n_2(\omega) \cdot |E|^2. \quad (1.24)$$

Pour un paquet d'ondes dont la fréquence centrale ω_0 se propage à la vitesse $v_g = \left[\frac{\partial \omega}{\partial k} \right]_{\omega_0}$, on peut écrire le développement limité suivant :

$$k(\omega) = k_0 + \left[\frac{\partial k}{\partial \omega} \right]_{\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right]_{\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + o((\omega - \omega_0)^2) + \overbrace{\frac{\partial k_0}{\partial |E|^2} \cdot |E|^2}^{\text{Non Linéarité}} \quad (1.25)$$

d'où

$$K = k - k_0 \simeq k'_0 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} k''_0 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{\partial k_0}{\partial |E|^2} \cdot |E|^2. \quad (1.26)$$

- k'_0, k''_0 sont calculables à partir de la relation (1.24).
- $\frac{\partial k_0}{\partial |E|^2} = \left[\frac{\partial k}{\partial |E|^2} \right]_{\omega=\omega_0} = \left[\frac{\omega}{c} n_2(\omega) \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega_0}{c} n_2(\omega_0).$

En posant $\Omega = \omega - \omega_0$, on écrit :

$$K \simeq k'_0 \Omega + \frac{1}{2} k''_0 \Omega^2 + \frac{\omega_0}{c} n_2(\omega_0) \cdot |E|^2. \quad (1.27)$$

Avec l'équivalence classique temps-fréquence :

$$\left\{ \begin{array}{l} K \sim -j \frac{\partial}{\partial z} \\ \Omega \sim +j \frac{\partial}{\partial t}, \end{array} \right. \quad (1.28)$$

$$\quad (1.29)$$

on écrit l'égalité entre opérateur :

$$-j \frac{\partial}{\partial z} \simeq k'_0 j \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_0}{c} n_2(\omega_0) \cdot |E|^2 \quad (1.30)$$

que l'on applique à l'amplitude complexe $E(z, t)$:

$$j \left[\frac{\partial}{\partial z} + k'_0 \frac{\partial}{\partial t} \right] E - \frac{1}{2} k''_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{\omega_1}{c} n_2(\omega_0) |E|^2 E = 0. \quad (1.31)$$

En se plaçant dans le référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe moyenne ($\tau = t - k'_0 z$), on obtient l'équation de propagation correspondant à la formulation de [1] de l'équation de Schrödinger non-linéaire :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.32)$$

où A est l'enveloppe complexe lentement variable du champ électrique, β_2 et γ définis précédemment.

Si l'on retrouve bien les effets de la dispersion chromatique et de la SPM, cette équation — supposant entre autres un milieu sans pertes — ne demeure valide que dans un nombre de cas limité. On peut définir une équation de Schrödinger généralisée (1.33) qui, dans les limites imposées par notre étude expérimentale, prendra aussi en compte les différents termes découlant de l'amplification optique (gain g , bruit $\hat{F}(z, t)$) ainsi que la dispersion d'ordre 3 (β_3) et le filtrage optique caractérisé par sa force de filtrage $b(z)$. Nous reviendrons sur l'obtention de ce dernier terme à partir des caractéristiques physiques du filtre au chapitre 2.

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2} [\beta_2(z) - ib(z)] \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \gamma(z) |A|^2 A = i g(z) u + \hat{F}(z, t). \quad (1.33)$$

Selon la forme de l'impulsion et la longueur d'onde considérée, la dispersion chromatique et la SPM peuvent prendre des signes différents, ce qui suggère l'existence d'un équilibre où l'effet Kerr viendrait maintenir en phase les composantes fréquentielles qui se seraient étalées par dispersion. En effet, ceci est réalisé en régime anormal où la dispersion a tendance à ramener au milieu de l'impulsion les fréquences créées à son bord par effet Kerr (figure 1.10). De cet équilibre naissent donc les solutions stables de l'équation (1.35), appelées solitons.

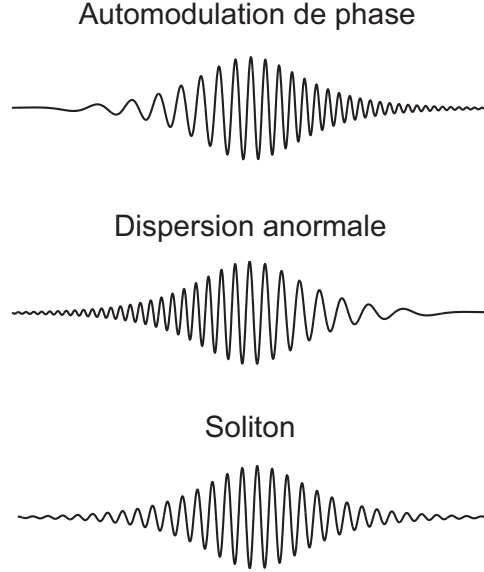


FIG. 1.10 – *Le soliton, résultat de l'interaction entre effet Kerr et dispersion chromatique.*

Dans la littérature, il est courant de rencontrer une autre forme pour l'ESNL, obtenue en poussant plus loin la normalisation. Adopter les grandeurs réduites suivantes :

$$Z = \frac{z}{z_0}, T = \frac{\tau}{\tau_0}, q = \sqrt{\frac{n_2 \omega_1 z_0}{c}} E \text{ et } z_0 = -\frac{\tau_0^2}{k_0''}, \quad (1.34)$$

conduit à une forme condensée, appréciée dans des études souvent à caractère théorique :

$$j \frac{\partial q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = 0. \quad (1.35)$$

1.1.6 Simulations numériques : algorithme de split-step Fourier

Si la théorie de la diffusion inverse (IST, *Inverse Scattering Theory*) permet dans des cas simples la résolution analytique de l'ESNL (1.32), sa complexité et son champ d'application restrictif au regard de modélisations réalistes laissent une place prépondérante à la résolution numérique par l'algorithme de split-step Fourier. Souple dans la prise en compte de phénomènes supplémentaires (dispersion d'ordre 3, effets non-linéaires d'ordre supérieur, filtrage...), il permet de prévoir les performances d'un système de communication et, dans notre cas, de vérifier la validité des diverses approches analytiques utilisées par la suite.

L'idée sous-jacente [1] est de considérer que, sur une distance élémentaire dz , les deux effets majeurs dispersion et non-linéarité sont indépendants. Sur une distance élémentaire dz , on résout donc l'équation (1.32) en ne considérant que la dispersion ($\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0$)

puis que l'effet Kerr ($\frac{\partial A}{\partial z} - i\gamma|A|^2A = 0$), ces deux équations étant intégrables analytiquement dans le domaine de Fourier (resp. temporel) pour la partie dispersive (resp. non-linéaire).

Mathématiquement, cela revient à calculer un développement limité ($h \rightarrow 0$) de la solution exacte

$$A(z+h, T) = e^{h(\hat{D}+\hat{N})} A(z, T) \quad (1.36)$$

de l'ESNL mise sous la forme d'une équation différentielle du 1er ordre

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) A \quad (1.37)$$

où \hat{D} et \hat{N} sont les opérateurs différentiels de dispersion et de non linéarité.

$$\begin{cases} \hat{D} &= -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} \\ \hat{N} &= i\gamma|A|^2. \end{cases} \quad (1.38)$$

Pour deux opérateurs qui ne commutent pas, la formule de Baker-Hausdorff s'écrit :

$$e^{\hat{a}} \cdot e^{\hat{b}} = e^{\hat{a}+\hat{b}+\frac{1}{2}[\hat{a},\hat{b}]+\frac{1}{12}[\hat{a}-\hat{b},[\hat{a},\hat{b}]]+\dots} \quad (1.39)$$

avec $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$. Ainsi, au 1er ordre on obtient $e^{\hat{a}} \cdot e^{\hat{b}} \simeq e^{\hat{a}+\hat{b}}$ et le 1er terme négligé

$$\frac{1}{2} [\hat{a}, \hat{b}] = \frac{1}{2} h^2 [\hat{D}, \hat{N}]$$

donne une précision en h^2 pour cet algorithme. En pratique, on utilise donc le développement précédent pour obtenir numériquement $A(z+h, T)$ en passant dans le domaine de Fourier pour calculer l'exponentielle selon l'identité mathématique :

$$e^{h\hat{D}} \cdot B(z, T) = \{\mathcal{F}^{-1} e^{h\hat{D}(i\omega)} \mathcal{F}\} B(z, T) \quad (1.40)$$

Moins complexes, les techniques de FFT assurent la rapidité supérieure de l'algorithme de split-step Fourier par rapport à d'autres méthodes comme celle des différences finies. En effet, l'expression de \hat{D} se réduit à un nombre complexe avec l'équivalence $\frac{\partial}{\partial t} \longleftrightarrow j\omega$. La précision peut être améliorée et donne naissance à l'algorithme de split-step Fourier symétrisé. Au lieu de calculer successivement effet non linéaire puis dispersion sur h , on applique d'abord la dispersion sur $\frac{h}{2}$ puis les effets non linéaires sur la tranche h entière avant d'enfin appliquer de nouveau la dispersion sur la 2ième moitié de la tranche h comme le montre le développement suivant

$$A(z+h, T) \simeq e^{\frac{h}{2}\hat{D}} \cdot e^{\hat{N}} \cdot e^{\frac{h}{2}\hat{D}} A(z, T). \quad (1.41)$$

Si pour une distance donnée le nombre de transformées de Fourier est doublé, on montre que l'erreur de découplage des deux effets n'est plus qu'en h^3 . C'est donc cet algorithme que l'on utilise pour nos simulations numériques.

1.2 De la fibre optique à la ligne de transmission

Jusqu'à maintenant, nous nous sommes attachés à décrire puis modéliser les phénomènes physiques se produisant dans une fibre optique soumise à un champ électromagnétique intense. L'idée qui sous-tend les paragraphes suivants est de présenter les alternatives techniques qui ont permis, sinon de s'affranchir de contraintes physiques pénalisantes (atténuation, dispersion chromatique...), au moins d'y remédier partiellement afin de proposer de véritables lignes de transmissions.

1.2.1 Amplification optique

Amplificateur à fibre dopée

Les amplificateurs à fibre dopée aux terres rares sont apparus vers le début des années 90 [10]. Ils amplifient le signal optique en utilisant l'émission stimulée des ions "terres rares" dopant le coeur de la fibre et préalablement excités par une pompe (figure 1.11).

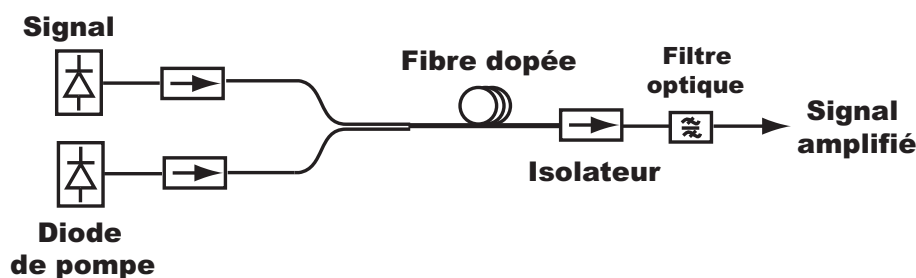


FIG. 1.11 – Principe de fonctionnement d'un amplificateur optique fibré.

Dans le cas d'un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier*), l'énergie optique de la pompe opérant à l'une des longueurs d'onde d'absorption de l'ion erbium (980–1480 nm) est absorbée. Ainsi excités, les ions erbium dopant la fibre sont stimulés par tout signal injecté autour de $1.5\ \mu\text{m}$. L'ion stimulé émet un photon dans le même état que celui du signal et retourne à l'état fondamental. Simultanément, une émission spontanée (SE, *Spontaneous Emission*) est générée dans toute la fibre excitée et ce indépendamment de la présence ou non de signal. Cette contribution non désirée est

amplifiée par le même mécanisme que le signal et donne naissance au bruit d'émission spontanée (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*). On peut montrer [11] que la puissance optique émise dans une bande $\Delta\nu$ par émission spontanée amplifiée est égale à :

$$P = 2h\nu \Delta\nu n_{sp} (G - 1) \quad (1.42)$$

où G est le gain de l'EDFA, h la constante de Plank, ν la fréquence optique et n_{sp} le facteur d'émission spontanée traduisant un excès de bruit par rapport à la limite quantique. L'impact de l'ASE peut être caractérisé par le rapport signal sur bruit optique (OSNR, *Optical Signal to Noise Ratio*). L'OSNR est défini comme étant le rapport de puissances entre le signal et le bruit d'émission spontanée sur une bande de fréquence spécifiée, usuellement 0.1 nm.

Grâce à de nombreux avantages parmi lesquels on peut citer :

- les pertes d'insertions faibles,
- les gains élevés,
- une bande d'amplification large (plus de 30 nm),
- l'indépendance de l'amplification vis à vis de l'état de polarisation du signal,
- le niveau de bruit assez faible,
- la transparence de la ligne de transmission au débit puisque les récepteurs-régénérateurs à électronique rapide et complexe sont supprimés,

ce type d'amplificateur a véritablement révolutionné les communications optiques. Avec l'utilisation d'EDFA, la ligne s'affranchit de récepteurs conventionnels, régénérateur du signal, pour lesquels le nombre de circuits assurant cette fonction est égal au nombre de canaux WDM utilisés. Outre un démultiplexage/multiplexage nécessaire juste avant/après chaque répéteur, les désavantages en terme de coût et de dissipation de puissance furent jusqu'à l'avènement des EDFA à l'origine de l'impossibilité du WDM pour les systèmes sous-marins. Cependant, la non-uniformité du gain des EDFA sur la totalité de la bande d'amplification possible (figure 1.12) rend son contrôle critique. Le déséquilibre introduit au niveau des puissances des canaux vient affecter l'OSNR et donc la portée des systèmes WDM. C'est pourquoi la conception d'EDFA intègre l'égalisation de gain. Celle-ci peut être réalisée entre autres par des filtres optimisés (GEF, *Gain Equalizing Filter*) et dynamiques.

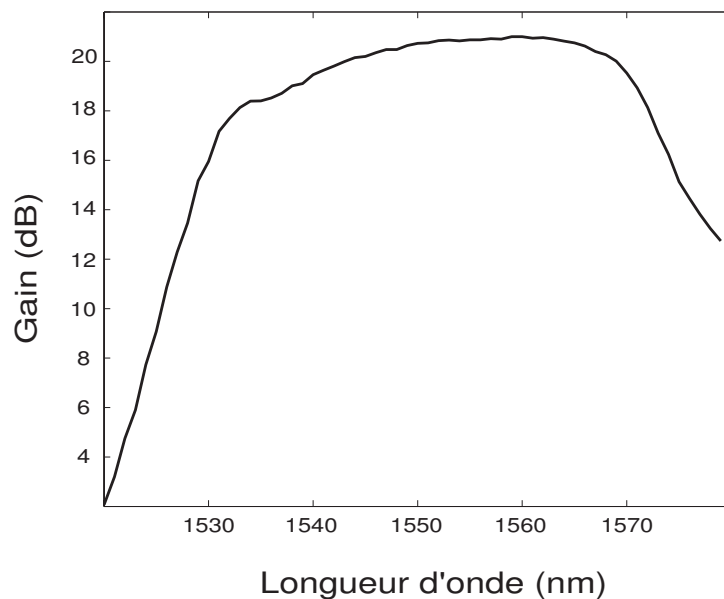


FIG. 1.12 – Courbe de gain expérimentale d'un amplificateur optique fibré Erbium Keopsys utilisé au chapitre 3.

Amplification Raman

La technique d'amplification optique précédente nécessitait le dopage d'une fibre alors utilisée comme milieu à gain. Il existe cependant une alternative dans laquelle le gain est obtenu dans la fibre où s'effectue la propagation du signal. La diffusion Raman stimulée (SRS), présentée au paragraphe 1.1.3, est le phénomène physique à l'origine de l'amplification et lui a donc donné son nom. Le signal optique injecté dans la fibre **avec** la pompe, typiquement à une longueur d'onde inférieure de 100 nm, est amplifié graduellement le long de la fibre (figure 1.13).

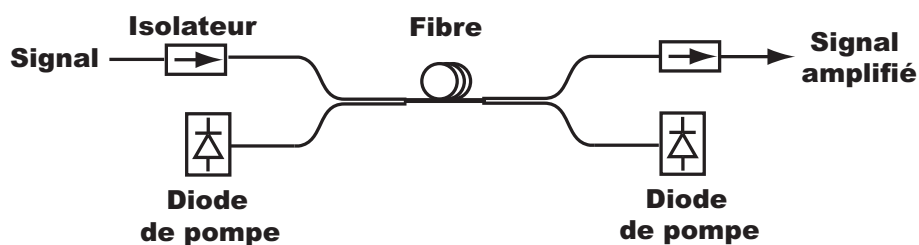


FIG. 1.13 – Principe de fonctionnement d'un amplificateur Raman.

Cet effet est étudié depuis plus de 30 ans mais les puissances de pompe (de l'ordre de quelques centaines de mW pour obtenir des gains de 10-15 dB) ainsi que les longueurs d'interaction exigées ont longtemps été des freins à son utilisation pratique, une autre raison étant l'avènement des amplificateurs fibrés dopés erbium. Cependant, les amplificateurs Raman s'imposent avec les systèmes sous-marins ultra-longues distances [12]. Des diodes de pompes beaucoup plus puissantes sont maintenant disponibles et la capacité d'amplifier de manière très peu bruitée est essentielle pour de tels systèmes.

Distribué le long de la fibre, le gain de l'amplification Raman améliore considérablement l'OSNR puisqu'en fin de cellule, l'atténuation de la puissance optique est moindre (figure 1.14). Ce progrès est typiquement représenté par un facteur de bruit équivalent NF_{eq} qui serait celui de l'amplificateur localisé en fin de cellule, produisant le même gain et la même contribution en terme d'émission spontanée. Les amplificateurs Raman se caractérisent ainsi par un facteur de bruit équivalent beaucoup plus faible ($NF_{eq} \sim -1.5$ dB pour un gain de 15 dB) que pour les EDFA en principe limités à des valeurs supérieures à 3 dB. La marge gagnée sur l'OSNR pouvant aller jusqu'à 6 dB peut donc servir à augmenter la longueur totale de la ligne de transmission.

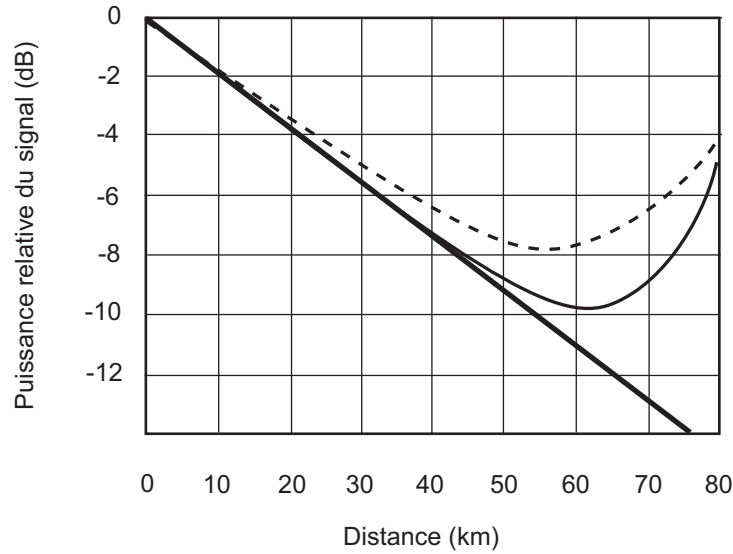


FIG. 1.14 – Atténuation d'un signal optique de longueur d'onde λ_s avec amplification Raman (pompe contrapropagative, $\lambda_s = 1531.1$ nm (trait plein), $\lambda_s = 1608.3$ nm (pointillés)). En gras est représentée l'atténuation naturelle due à la fibre.

Amplification hybride

Pour des niveaux de gain élevés (supérieur à 20 dB), l'amélioration du facteur de bruit équivalent de l'amplificateur Raman est altérée par la double rétro-diffusion Rayleigh. Celle-ci impose une limite sur le gain Raman utilisable qui n'est alors plus suffisant pour compenser les pertes de la fibre. C'est le cas pour des transmissions terrestres lorsque l'on prend en compte les pertes dues à la gestion de dispersion et au multiplexage (add-drop). Il est donc courant d'adjoindre à un amplificateur Raman un EDFA de faible gain pour pallier cet inconvénient. Le facteur de bruit résultant de cette amplification hybride est alors entièrement déterminé par l'amplificateur Raman placé en début de chaîne.

L'amplification optique ne se limite pas aux seules techniques évoquées ci-dessus. L'amplification paramétrique en est un exemple important vu l'intérêt qui lui est portée. Cependant, nous avons fait le choix de ne pas rentrer dans le détail d'une liste exhaustive, non essentielle à la poursuite de notre étude. La figure 1.15 donne néanmoins une idée des bandes couvertes par les différentes technologies.

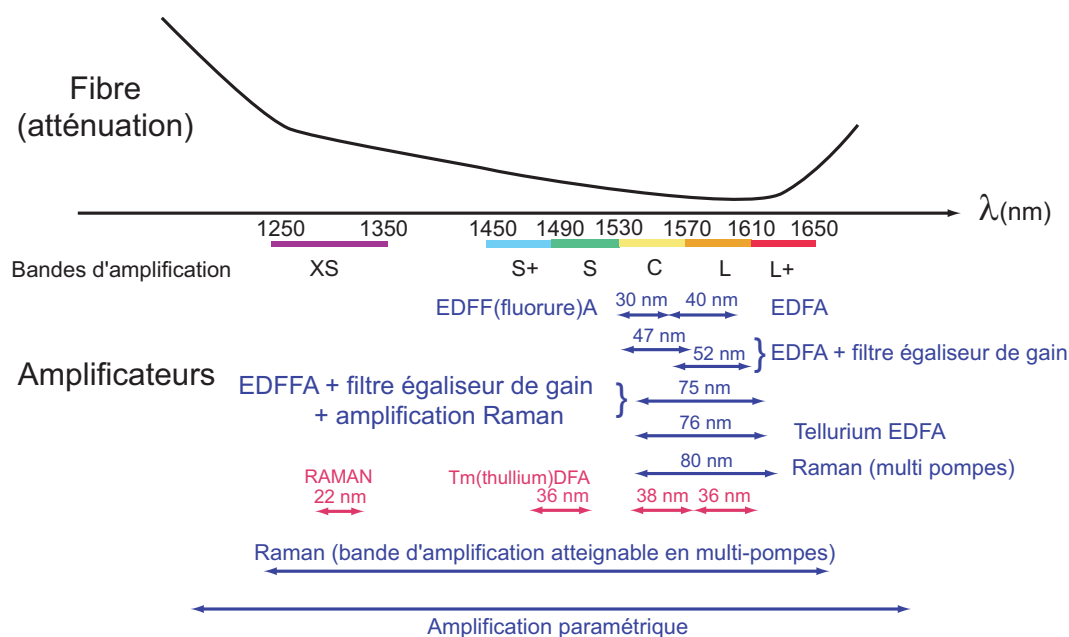


FIG. 1.15 – Bandes d'amplification couvertes par différentes technologies (selon [13, 14]).

1.2.2 Gestion de dispersion

Nous avons déjà mis en évidence les limitations dues à l'élargissement temporel inhérent à la dispersion du milieu et proportionnel au produit débit-distance $B \times L$. Certes, cet effet peut être minimisé en opérant aux alentours du zéro de dispersion ($\lambda_{ZD} \sim 1.31 \mu\text{m}$) mais historiquement le minimum d'atténuation de la fibre a fixé l'utilisation de la fenêtre vers $1.55 \mu\text{m}$. On peut alors montrer [1] que la distance maximale de transmission L est limitée par :

$$L < [16|\beta_2|B^2]^{-1}. \quad (1.43)$$

Le tableau 1.2 montre alors l'impact dramatique de la dispersion dans les transmissions haut débit si rien n'est entrepris pour y pallier.

B (Gbit/s)	L (km)
2.5	500
10	30
40	2

TAB. 1.2 – *Distance maximale de transmission en fonction du débit de la ligne à la dispersion de $D=16 \text{ ps}/(\text{nm.km})$.*

Si dans l'ESNL on ne prend en compte que l'effet de la dispersion, on peut écrire :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0. \quad (1.44)$$

En passant dans le domaine de Fourier, la solution est donnée par :

$$A(L, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(0, \omega) \cdot e^{\frac{i}{2}\beta_2 L \omega^2 - i\omega t} d\omega \quad (1.45)$$

où $\tilde{A}(0, \omega)$ est la transformée de Fourier de $A(0, T)$ et L la longueur sur laquelle β_2 est uniforme. On voit que chaque composante spectrale du signal subit lors de la propagation un déphasage $\phi_s = \beta_2 L \frac{\omega^2}{2}$. L'idée est d'introduire le long de la ligne (ou en fin de ligne) des tronçons de fibre DCF présentant une dispersion opposée pour compenser ce déphasage ϕ_s :

$$\beta_2^{(1)} L_1 + \beta_2^{(2)} L_2 = 0 \quad (1.46)$$

où $L_1 + L_2 = L$ et β_2^i est le paramètre du $i^{\text{ème}}$ tronçon.

Avec cette condition, on vérifie aisément que $A(L, t) = A(0, t)$, ce qui reviendrait à dire que, par ce biais, la forme de l'impulsion est bien restaurée. En se rapprochant ainsi du zéro de dispersion moyenne tout en maintenant une dispersion locale non nulle, on peut fortement réduire la gigue temporelle à la réception [15] (gigue de Gordon-Haus [16]) due

à l'interaction non-linéaire du signal avec le bruit des amplificateurs optiques. De plus, la grande valeur locale de la dispersion rend le mélange quatre ondes très inefficace [17,18], ce qui représente un avantage considérable pour les systèmes WDM. Les systèmes modernes incluent simultanément gestion de dispersion (DM, *Dispersion Management*) et gestions des pertes de la ligne [19] en utilisant une carte de dispersion (figure 1.16).

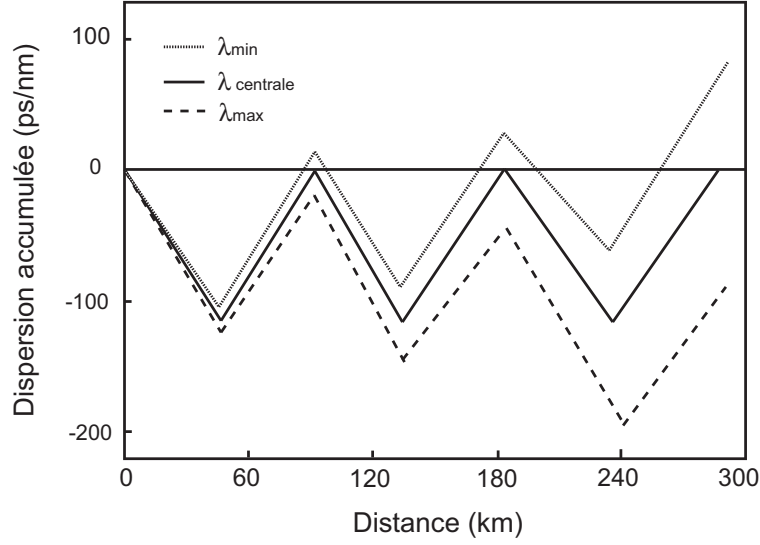


FIG. 1.16 – Gestion de dispersion pour la plus petite, la plus grande et la longueur d'onde centrale d'un système WDM.

Cependant, la dispersion ne peut être compensée exactement pour tous les canaux du fait de la dépendance en longueur d'onde de β_2 . Seule la dispersion moyenne du canal central est nulle comme figuré sur la carte de dispersion. La dispersion totale accumulée peut excéder 1000 ps/nm pour les canaux limites des systèmes WDM lors de transmission ultra-longue (ULH, *Ultra Long Haul*), c'est pourquoi des techniques de pré/post compensation sont utilisées à l'émission/réception en ajoutant des tronçons de DCF de longueurs variables selon le canal [20, 21]. L'optimisation des performances en fonction des paramètres de compensation est représentée à la figure 1.17. La superposition de l'ensemble des trajectoires possibles du signal lors d'un temps bit définit le diagramme de l'oeil dont l'ouverture, caractérisée par la hauteur P_0 du plus grand rectangle inscriptible à l'intérieur de celui-ci, est un bon indicateur du niveau de distorsion subie par le signal. La fermeture de l'oeil (EOP, *Eye Opening Penalty*) exprimée en dB est donnée par

$$EOP = -10 \log \left(\frac{P_0}{2 P_{\text{moy}}} \right), \quad (1.47)$$

où P_{moy} est la puissance moyenne du signal.

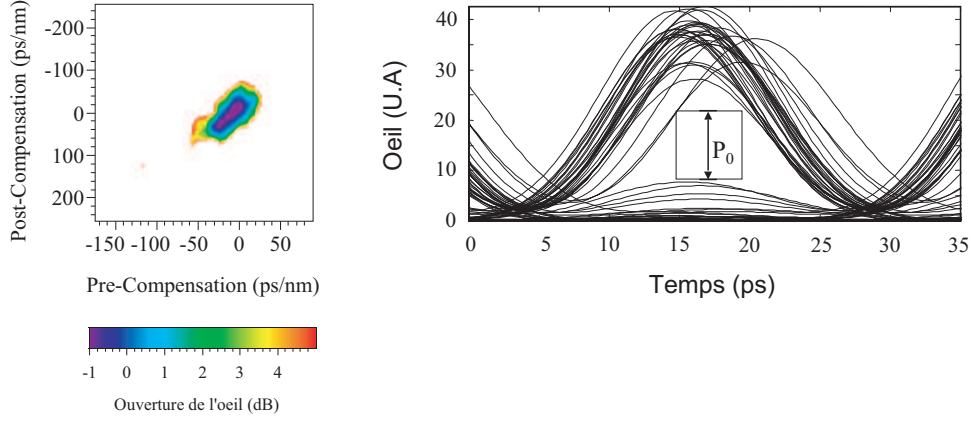


FIG. 1.17 – Influence de la pré/post compensation sur l'ouverture de l'oeil d'un signal RZ (50%, 12 dBm) après propagation (8×80 km, $D=2$ ps/(nm-km)). La dispersion résiduelle par cellule est de 16 ps/nm [9].

1.2.3 Différents types de lignes de transmission

L'ensemble des techniques précédemment introduites ainsi que leurs évolutions successives ont permis de concevoir une multitude de systèmes répondant à des problèmes précis. Ainsi n'émerge pas du lot **La** solution, mais de grandes tendances dont l'utilisation dépend de l'application étudiée en particulier. C'est ce que l'on présente dans ce paragraphe arbitrairement divisé en systèmes terrestres et sous-marins. Les performances d'un système de communication optique peuvent être mesurées à partir du facteur de qualité Q qui représente le rapport signal sur bruit à l'entrée du circuit de décision du récepteur. La figure 1.18 montre le lien existant entre diagramme de l'oeil, ici celui d'un signal RZ (*Return to Zero*), et facteur de qualité défini par

$$Q = \frac{|\mu_1 - \mu_0|}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (1.48)$$

où μ_0 et μ_1 sont les valeurs moyennes des "0" et des "1" logiques et σ_i leur écart type associé.

Il est très utile de connaître le facteur de qualité Q idéal comme point de départ pour estimer les marges à la conception d'un système. Marcuse l'a exprimé [22] en fonction de l'OSNR que l'on peut estimer à l'aide de l'équation (1.49). En effet, Zyskind montre dans [23] que l'OSNR d'un système comportant N_{amp} amplificateurs (donc N_{amp} tronçons de fibre présentant chacun L_{pertes} dB de pertes) fournissant une puissance de sortie P_{sortie} par canal est donné par :

$$OSNR(dB) = 58 + P_{sortie} - L_{pertes} - NF - 10 \log(N_{amp}) \quad (1.49)$$

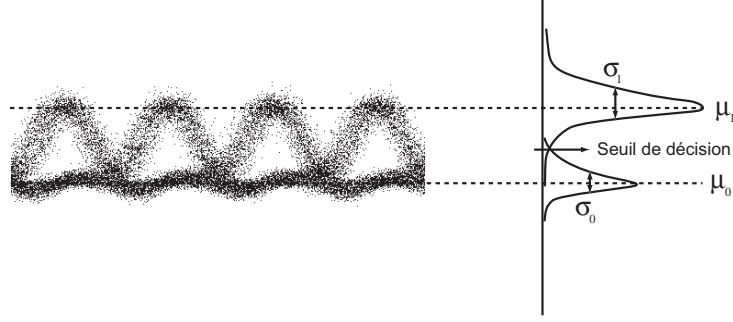


FIG. 1.18 – Le facteur de qualité Q est défini à partir du diagramme de l'oeil (exemple pour un signal RZ).

où NF est le facteur de bruit des amplificateurs (NF, *Noise Figure*). Pour des gains élevés, on peut montrer [11] que $NF \sim 2n_{sp}$.

Le formalisme introduit par Marcuse peut être modifié pour tenir compte de la forme de divers facteurs comme la forme de l'impulsion ou le taux d'extinction r fini de l'émetteur. Ainsi pour des données NRZ (*Non Return to Zero*), le facteur de qualité Q est donné par

$$Q = \frac{\gamma SNR \sqrt{\frac{B_0}{B_E}}}{\sqrt{1 + 2\gamma SNR (1 + \frac{r}{1-r})} + \sqrt{1 + 2\gamma SNR \frac{r}{1-r}}}, \quad (1.50)$$

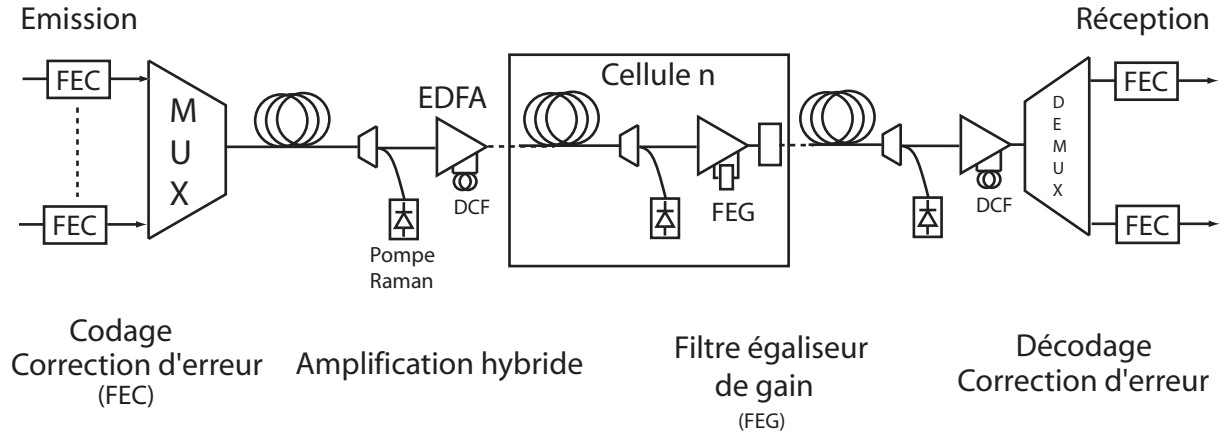
où

$$\gamma = \frac{2(1-r)}{1+r}, \quad (1.51)$$

avec B_0 et B_E les bandes passantes optiques et électriques du récepteur.

Transmissions terrestres ULH

Depuis les premiers tests effectués en 1977, les systèmes de communication optique n'ont cessé d'évoluer. La fenêtre de transmission utilisée a glissé progressivement de $0.85 \mu\text{m}$ à $1.30 \mu\text{m}$, zone où la dispersion chromatique des fibres standards est quasiment nulle, puis finalement vers $1.55 \mu\text{m}$ où leur atténuation est minimale. Cette troisième génération est commercialisée à partir de 1991. Dès lors, les améliorations techniques (développement de sources DFB (DFB, *Distributed FeedBack*) de faible largeur spectrale, fabrication de fibre à dispersion inversée, utilisation de la gestion de dispersion, progrès des technologies d'amplification optique, compensation de la PMD et implémentation des codes correcteurs d'erreurs) ont fait reculer les limites en terme de débit, de distance entre amplificateurs et/ou de distance totale parcourue. La figure 1.19 représente la structure d'une transmission terrestre moderne.

FIG. 1.19 – *Ligne de transmission terrestre ULH.*

Transmissions sous-marines

Les transmissions sous-marines sont utilisées pour les communications inter-continentales. Leur conception relève un véritable défi technique pour atteindre des durées d'exploitation de l'ordre de 25 ans et une très grande fiabilité (au plus 3 pannes en activité). A titre d'exemple, le tableau 1.4 donne les marges nécessaires à la réalisation d'un lien de type transatlantique de 6000 km comportant 32 canaux de 10 Gb/s. Les paramètres clés sont l'espacement entre amplificateurs, la puissance injectée dans la fibre et la gestion de dispersion de la ligne (Tableau 1.3).

Distance totale	6000 km
Distance entre amplificateurs	50 km
Nombre d'amplificateurs	60
Gain des amplificateurs	10 dB
Puissance totale injectée	11 dBm
Facteur de bruit des amplificateurs	4.5 dB
Espacement entre canaux	75 GHz
Bande passante des amplificateurs	19 nm
Période de la gestion de dispersion	500 km
Pente de dispersion	0.075 ps/km-nm ²
Débit (23% FEC overhead)	12.3 Gb/s

TAB. 1.3 – *Exemple de paramètres utilisés dans la conception d'un lien transatlantique.*

A partir des valeurs

- idéale du facteur de qualité Q calculée pour les paramètres de la transmission grâce aux équations (1.49) et (1.50)
- minimale requise par la correction d'erreur (FEC, *Forward Error Correction*) afin d'obtenir un taux d'erreur binaire de 10^{-9} ,

sont fixées des marges plus ou moins importantes qui prennent en compte l'ensemble des dégradations rencontrées par la ligne tout au long de sa vie. Chaque amélioration du système est mise à profit pour permettre, à performances égales, un relâchement des contraintes pesant sur celui-ci. L'utilisation d'un format de modulation robuste aux effets non-linéaires autorise par exemple une distance entre amplificateurs plus grande ou un espacement entre canaux plus faible modifiant alors le coût ou la capacité de la ligne de transmission.

Paramètre	valeur (dB)
Valeur moyenne idéale de Q	17.8
Marges estimées pour répondre aux différentes contraintes :	
Pertes de propagation ¹	4.3
Variations de fabrication ²	2
Fluctuations temporelles de Q	1
Vieillessement	1
Q en fin de vie ³	9.5
Q requis (imposé par le seuil du FEC)	8.5
marge en fin de vie ⁴	1

TAB. 1.4 – *Exemple de budget des marges allouées pour un lien transatlantique.*

¹ Non-linéarités des fibres, bruit supplémentaire dû aux réflexions optiques et gestion de dispersion imparfaite...

² Elles incluent le fait que les composants réels sont issus de process industriels imparfaits

³ Valeur moyenne de Q à laquelle on retranche les effets des 4 lignes suivantes

⁴ Valeur de Q en fin de vie à laquelle on retranche la valeur requise

1.3 Emission, détection et traitement des données

Comme la demande vers des systèmes de plus haute capacité est toujours plus pressante, le débit et le nombre de canaux WDM continuent d'augmenter soulignant les effets délétères de la dispersion chromatique et des non-linéarités intra comme inter-canaux. C'est dans ce contexte que l'utilisation de formats de modulation efficaces, plus robustes à ces limitations et autorisant une densité de canaux plus grande, ainsi que des codes correcteurs d'erreurs devient critique pour trouver un système optimal.

1.3.1 Formats de modulation

Outre la simplicité technique recherchée à la fabrication de l'émetteur/récepteur, un paramètre important détermine le choix optimal du format de modulation pour une ligne de transmission donnée : l'efficacité spectrale η .

$$\eta = \frac{B}{\nu_c} \text{ (Bit/s/Hz)} \quad (1.52)$$

où B est le débit et ν_c l'espacement entre canaux (Tableau 1.5). Les spectres diffèrent par leurs bandes passantes et leurs formes selon les formats de modulation. De plus, l'interférence entre symboles créée après filtrage optique ou électrique varie fortement d'un format à l'autre. Ainsi, la possibilité d'atteindre une efficacité spectrale élevée en multiplexant de nombreux canaux très rapprochés les uns des autres va dépendre du format de modulation.

B (Gbit/s)	Espacement entre canaux (GHz)	Efficacité spectrale η (%)
2.5	100/50/25	2.5/5/10
10	200/100/50	5/10/20
40	200/100	20/40

TAB. 1.5 – *Efficacité spectrale pour différents systèmes.*

NRZ, RZ

Les formats de modulation les plus simples actuellement utilisés dans les systèmes commerciaux (NRZ et RZ) reposent sur la modulation d'intensité couplée à une détection directe (IMDD, *Intensity Modulated Direct Detection*). Ils sont définis par leur rapport cyclique d et la forme de l'impulsion utilisée :

$$d = \frac{T_I}{T_B} \quad (1.53)$$

où T_I est la largeur temporelle de l'impulsion et T_B le temps bit.

NRZ est facile à réaliser et sa largeur spectrale permet un espacement entre canal de $2.5 \times B$. RZ est plus complexe à générer car il nécessite un modulateur supplémentaire effectuant la sculpture des impulsions. Si son spectre est plus large que NRZ (figure 1.20), ne permettant un espacement entre canal que de 3 à $4 \times B$ selon son rapport cyclique, il montre néanmoins des capacités remarquables contre les effets non-linéaires. Elles font de lui un candidat de choix pour les systèmes sous-marins. Intuitivement, chaque symbole "1" en RZ est virtuellement indépendant de ses voisins et subit les mêmes non-linéarités qu'eux tandis qu'une séquence de "1" NRZ crée une puissance continue instable à ses extrémités. De très longues distances ont été atteintes en laboratoire avec un seul canal. Cependant

- sa largeur spectrale plus grande n'autorise pas un multiplexage serré en longueur d'onde : 10 Gbit/s avec un espacement de 25 GHz entre canaux est mieux réalisé en NRZ [24].
- sa tolérance à la dispersion est moins grande.

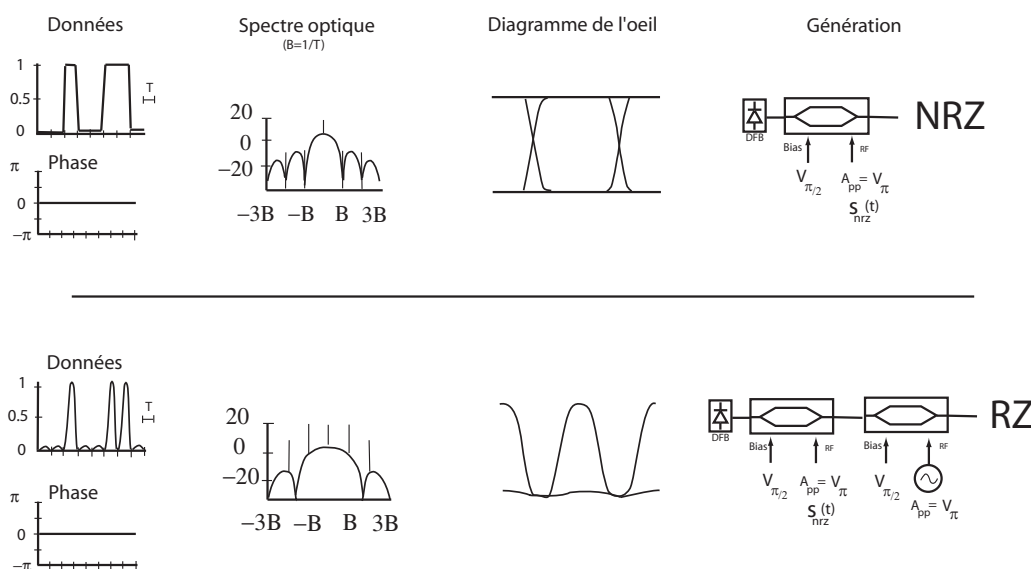


FIG. 1.20 – *Formats de modulation NRZ, RZ.*

Remarque : Nous donnons pour chaque format de modulation cité une méthode permettant sa mise en œuvre expérimentale. La sortie des modulateurs d'intensité (MZM, *Mach-Zehnder Modulator*) est ainsi fixée par la tension de biais ³ (Bias) ainsi que par la nature et l'amplitude du signal RF modulant. Dans le cas de la modulation NRZ, comme le signal $s_{NRZ}(t)$ a une amplitude A_{pp} de V_π et que la tension de biais de $V_{\frac{\pi}{2}}$ place le point

³Une tension de biais de V_x appliquée à l'entrée Bias réalise un déphasage de x rad entre les deux bras du MZM.

de fonctionnement au centre de la caractéristique du MZM, la sortie optique est soit un "0" ou un "1" de puissance.

RZ modifiés

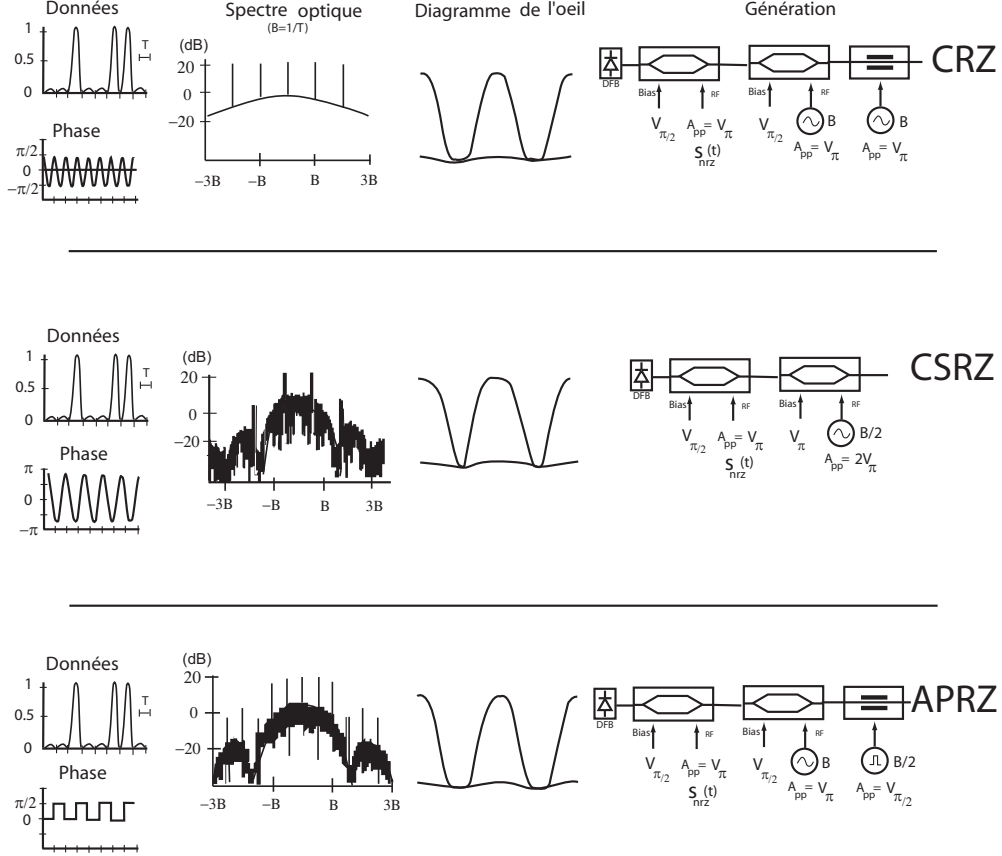


FIG. 1.21 – *Formats de modulation CRZ, CSRZ et APRZ.*

Plusieurs formats ont été proposés comme alternative au format RZ conventionnel (figure 1.21).

- CRZ, *Chirped RZ* : un des plus utilisés, il consiste à soumettre les données RZ à un modulateur de phase piloté par une horloge à la fréquence B [25]. Ce format produit un spectre encore plus large que RZ, ce qui limite sa capacité. Cependant, sa plus grande robustesse aux effets non-linéaires a garanti son utilisation dans des systèmes sous-marins à 10 Gbit/s [26].
- CS-RZ, *Carrier Suppressed RZ* : il est initialement utilisé pour des réseaux terrestres à 40 Gbit/s [27]. L'information est codée sur l'intensité de l'impulsion tandis que la phase alterne systématiquement entre 0 et π . La valeur moyenne du champ est donc nulle et son spectre ne présente alors pas de porteuse. Sa détection se fait avec un détecteur classique. Avec son spectre plus étroit que RZ et comparable à NRZ, il

montre une plus grande résistance aux effets non-linéaires et à la dispersion [28]. Des transmissions à 40 Gbit/s avec 100 GHz d'espacement entre canaux sont possibles [29] ainsi que sur des longueurs trans-pacifique [30]. Cependant, CS-RZ n'est pas très efficace contre les effets intra-canaux. Pour y remédier [31], on applique un déphasage systématique (non plus de π mais de $\pi/2$ entre deux bits successifs) et l'on obtient le format $\pi/2$ -APRZ, *Alternate Phase RZ* [32].

Haute efficacité spectrale

Afin d'atteindre un espacement de 50 GHz à 40 Gbit/s (ou 12.5 GHz à 10 Gbit/s), l'attention s'est portée sur des formats à occupation spectrale réduite :

- la modulation duobinaire et la transmission binaire à phase modifiée (PSBT, *Phase Shaped Binary Transmission*)

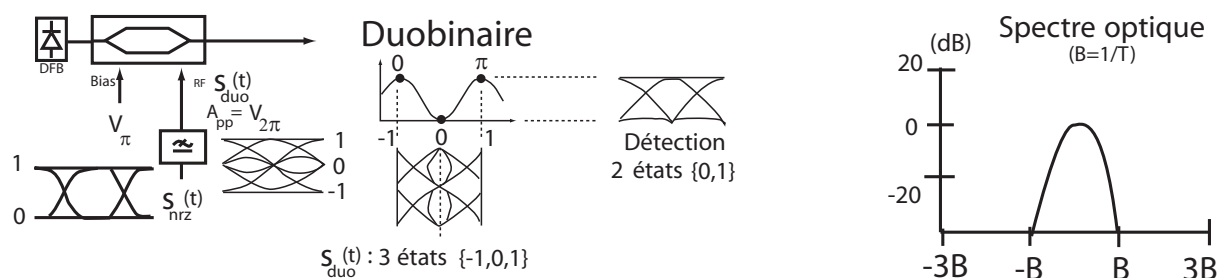


FIG. 1.22 – Principe de la modulation duobinaire.

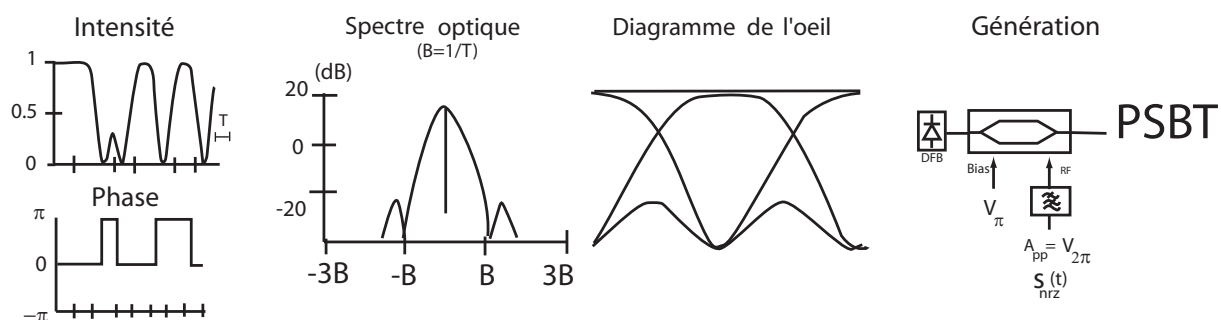


FIG. 1.23 – Formats de modulation PSBT.

Elles reposent sur trois niveaux, généralement 0, +1 et -1 de sorte que la détection quadratique ne voit que des 0 et des 1 (figures 1.22 et 1.23). Elles réduisent d'un facteur deux la bande occupée par rapport à NRZ mais nécessitent un précodage des données. On peut compenser la perte de 4 dB en sensibilité en remodulant avec

un signal NRZ [33,34]. Des transmissions denses (40 Gbit/s, 50 GHz d'espacement) ont été réalisées [35] et montrent une bonne résistance à la dispersion chromatique.

- **la modulation VSB** (*Vestigial Side Band*) : Dans les spectres RZ ou NRZ, l'information contenue de part et d'autre de la porteuse est redondante. La modulation VSB utilise cette constatation et ne conserve que la moitié du spectre par filtrage optique ou transformée de Hilbert dans le domaine électrique (figure 1.24). On atteint ainsi une efficacité spectrale de 0.8 bit/s/Hz en NRZ-VSB [36] et 0.53 bit/s/Hz avec son homologue RZ-VSB [37]. Dans tous les cas, la qualité du format généré dépend de manière critique des caractéristiques du filtre optique.

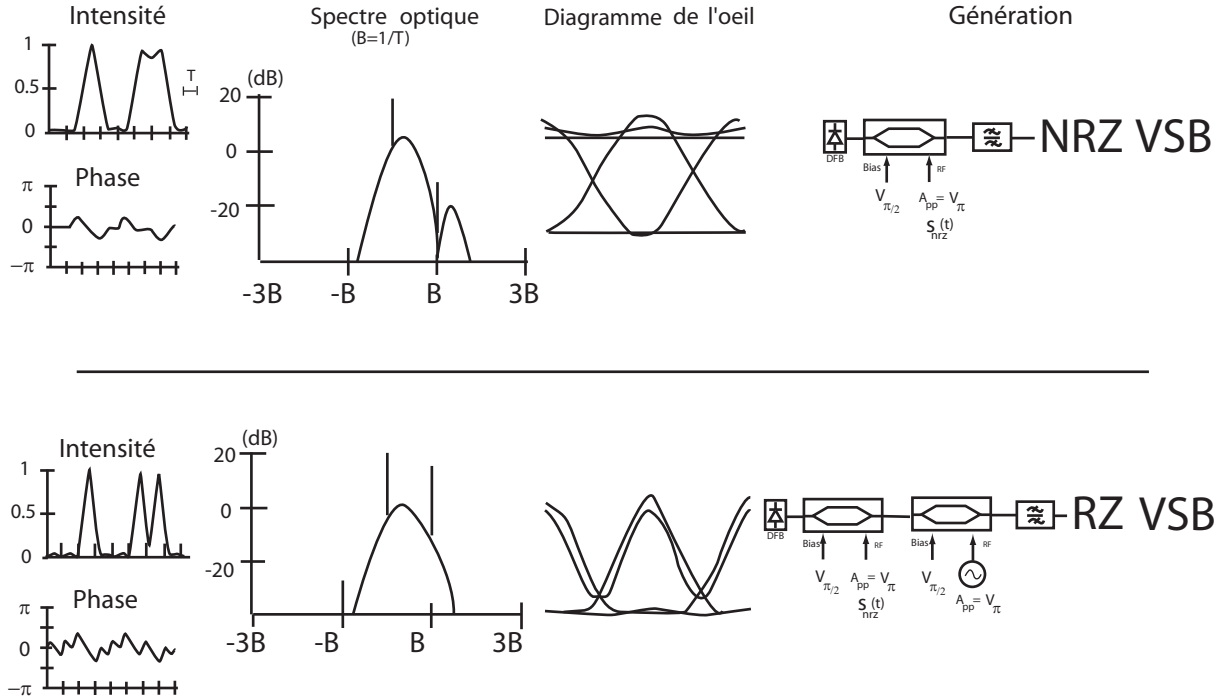


FIG. 1.24 – *Formats de modulation NRZ VSB, RZ VSB.*

- **la modulation de phase** (PSK, *Phase Shift Keying*) : La pure modulation de phase, où l'intensité reste constante, a été proposée pour augmenter la résistance aux effets non-linéaires. Puisque l'effet Kerr dépend de l'intensité du signal, le décalage de phase non-linéaire est le même pour les "0" et pour les "1". La modulation de phase différentielle (DPSK, *Differential Phase Shift Keying*) est réalisée à l'aide d'un modulateur de phase ou d'un modulateur de Mach-Zehnder convenablement réglé (figure 1.25) de sorte que l'on code la différence entre deux bits successifs. Afin d'éviter la propagation d'erreur, on procède à un précodage.

La détection n'étant pas sensible à la phase, la démodulation se fait avec un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré (MZDI, *Mach-Zehnder Delay Interferometer*)

(figure 1.26). Le retard introduit correspond au temps bit T , ce qui permet de faire une interférence entre deux bits successifs [38].

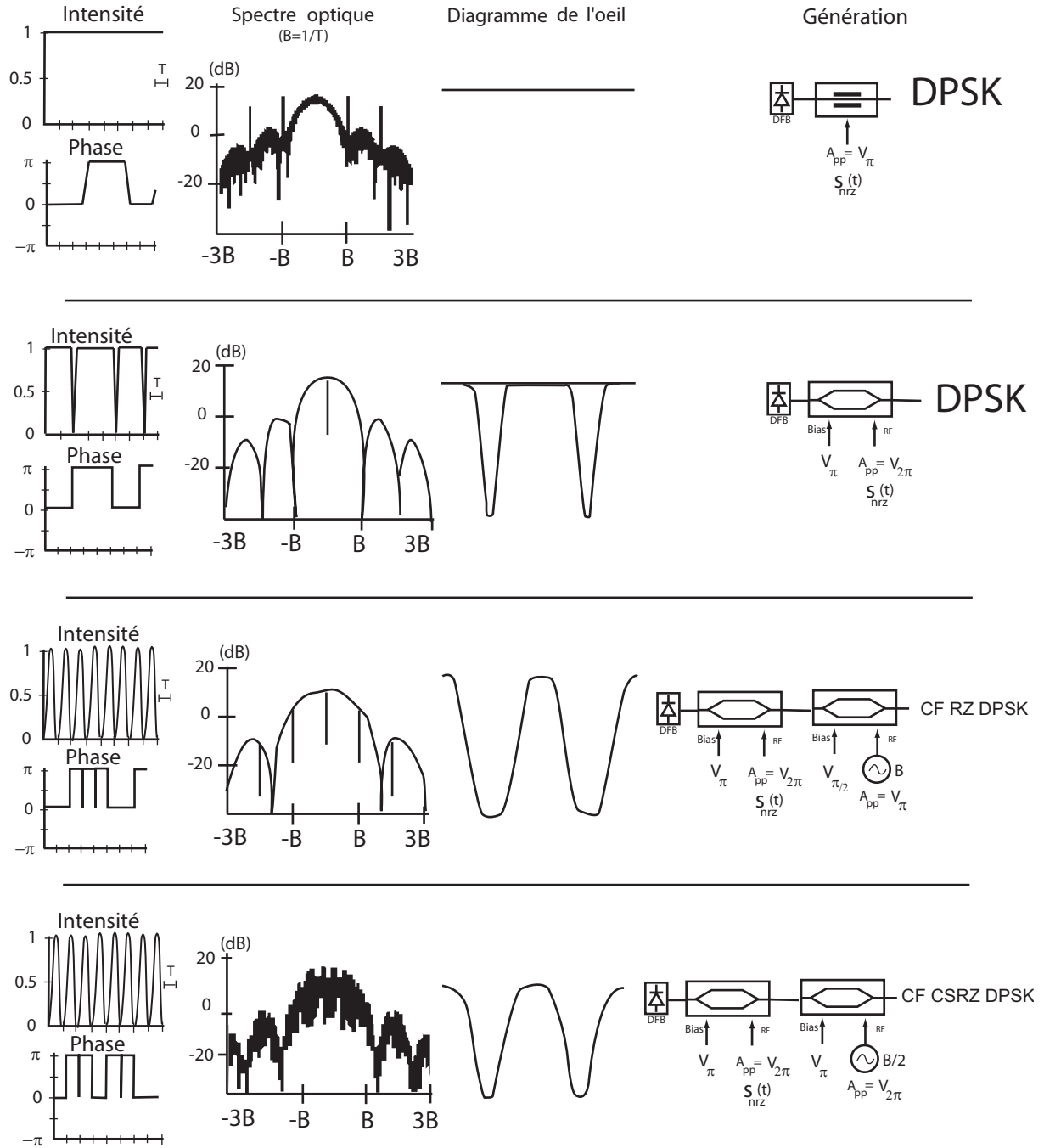


FIG. 1.25 – *Formats de modulation DPSK, CF-RZ DPSK, CF CSRZ DPSK.*

L'évolution du NRZ-DPSK (DPSK par abus de langage) vers les formats de type RZ (RZ-DPSK, CSRZ-DPSK) permet d'atteindre des performances impressionnantes en terme de capacité et de distance de transmission [39–41]. Ils montrent une bonne résistance aux effets non-linéaires comparés à RZ [42], une bonne tolérance au filtrage optique et un gain de 3 dB en sensibilité qu'offre une détection équilibrée. Ils sont cependant fondamentalement limités par le bruit de phase accumulé lors des amplifications optiques.

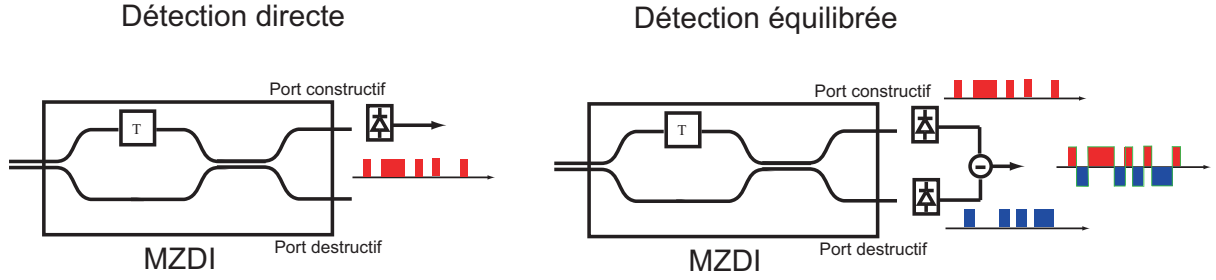


FIG. 1.26 – *Démodulation et détection des formats DPSK.*

- **multi-niveaux** : on peut regrouper les bits et les coder sur plusieurs niveaux [43]. Pour la même quantité d'information transmise, l'occupation spectrale est réduite de $\log_2(M)$ si le codage porte sur M niveaux. Cependant, la perte en sensibilité à la réception est grande : 3.3 dB estimée pour $M=4$ avec des résultats expérimentaux autour de 8 dB.

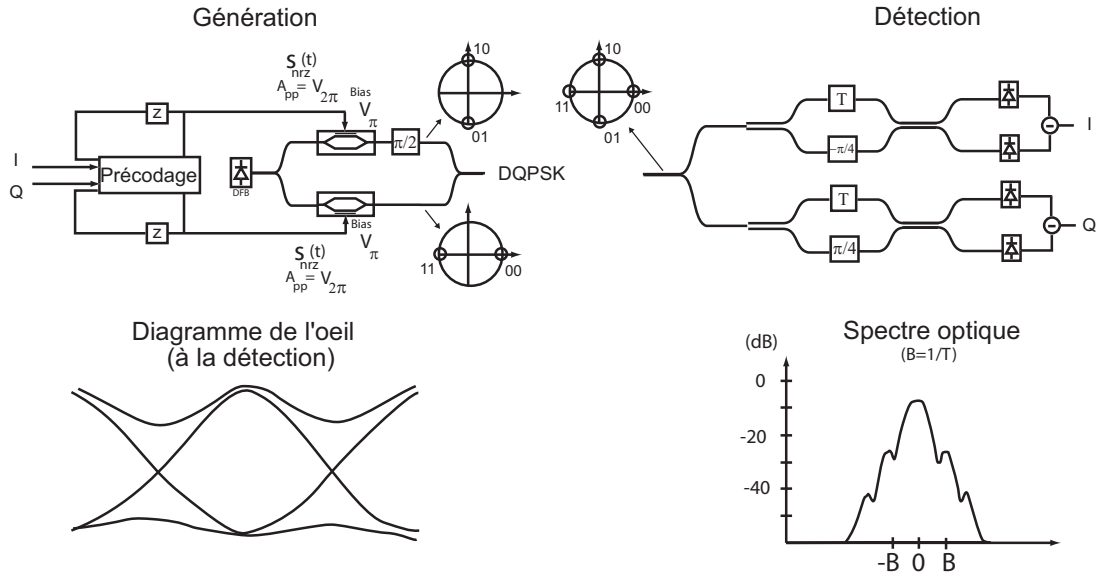


FIG. 1.27 – *Format de modulation DQPSK.*

La complexité du récepteur est augmentée puisqu'il doit discriminer M niveaux d'intensité [44]. Récemment, la modulation QPSK (*Quadrature Phase Shift Keying*)

a montré de bons résultats [45–48]. Après précodage, les séquences I (paire) et Q (impaire) extraites des données initiales sont codées sur 4 états de phase (figure 1.27). La démodulation effectue la conversion en deux signaux modulés en intensité — l’un discriminant les phases 0, π l’autre $-\pi/2$, $\pi/2$ — pour lesquels des récepteurs classiques peuvent être utilisés.

1.3.2 Correction d’erreur

L’implémentation des FEC donne une marge suffisamment grande pour augmenter la distance de transmission, la distance entre amplificateur et/ou la capacité totale du système dans le but de réduire les coûts [49]. Pratiquement tous les systèmes de transmission modernes ont intégré le code de Reed Solomon RS(255,239) [50]. Depuis sa première utilisation dans les communications sous-marines au début des années 1990 [51], puis son développement [52, 53], on n’a eu de cesse d’employer des codes encore plus puissants :

- les codes RS concaténés : RS(255,239)+RS(255,239), RS(255,239)+RS(255,223) [54] ou RS(239,223)+RS(255,239) [55],
- les turbo codes, basés sur la concaténation de deux ou plusieurs codes par bloc associée à un décodage itératif [56, 57].

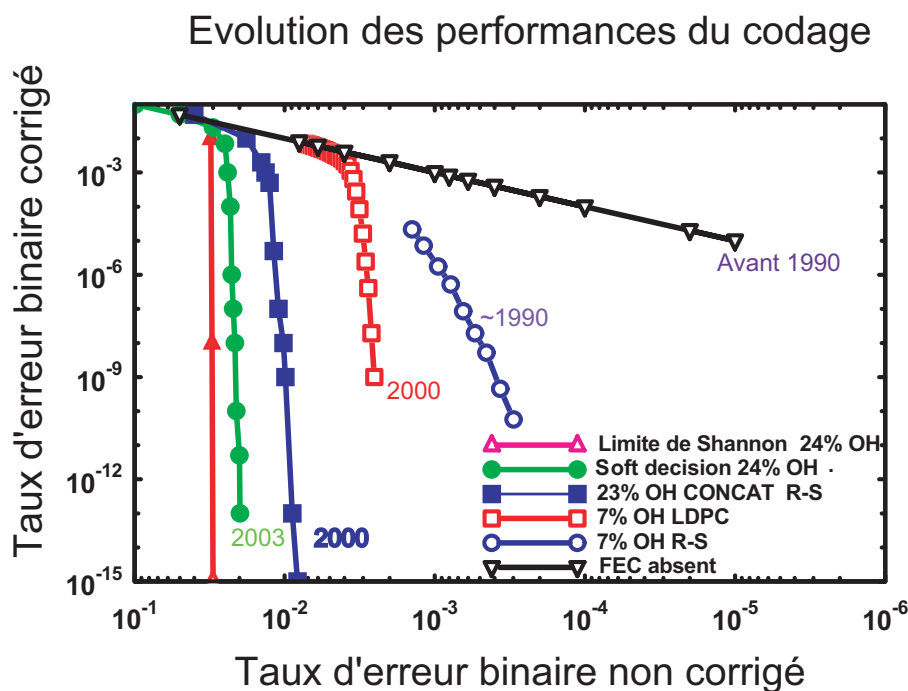


FIG. 1.28 – Utilisation du FEC (d’après H. Kogelnik, *ECOC 2004*). Le nombre devant OH (OverHead) caractérise le niveau de redondance utilisé dans le code.

1.3.3 Performances atteintes

Ce paragraphe n'est en aucun cas un historique exhaustif des expériences menées dans le domaine des transmissions optiques. Il vise à donner au lecteur un aperçu des performances présentées par les groupes industriels lors des dernières conférences OFC et ECOC. La plupart des expériences WDM utilisent un débit de 40 Gbit/s par canal. Ces systèmes ont permis d'atteindre des capacités supérieures à 10 Tbit/s même si le record en terme de produit débit-distance est détenu par [58,59]. Ils implémentent des débits de 10 Gb/s par canal et atteignent respectivement 28 et 41 Pbit/s km.

La tendance récente est de ne pas chercher à repousser les limites atteintes en terme de capacité ou de distance de transmission mais d'optimiser les systèmes afin de les rendre plus simples et moins coûteux (Tableau 1.6).

- Si en laboratoire RZ-DPSK était le candidat de choix pour les systèmes de prochaine génération, aucune expérience sur fibre déployée n'avait été conduite avant [60] afin de confirmer la marge de 3 dB accordée à son avantage sur les formats de modulation OOK RZ classiques.
- Sur une ligne standard donnée, la recherche de formats de modulation plus efficace conduit une équipe de Lucent [61] à proposer l'alternance de polarisation afin d'augmenter les performances des systèmes WDM 42,7 Gbit/s.
- Une première équipe d'Alcatel [62] montre que sous certaines conditions, la modulation DPSK peut donner d'aussi bons résultats que RZ DPSK tout en étant beaucoup moins complexe à réaliser et donc moins chère.
- Autre problématique pour une autre équipe d'Alcatel [63] qui montre que les formats DPSK à 10 mais aussi à 40 Gbit/s peuvent être utilisés sur des lignes sous-marines déployées.
- Les transmissions présentant une haute efficacité spectrale sont une possibilité d'obtenir une capacité accrue de manière peu coûteuse. C'est dans ce contexte que KDD présente une expérience basée sur la modulation CS-RZ DQPSK [64], obtenant ainsi le record de 1,14 bit/s/Hz sans multiplexage de polarisation.

Après avoir abordé les principaux développements des télécommunications optiques, nous allons maintenant étudier l'effet majeur qui limite la portée des systèmes cohérents, la gigue de phase.

Entreprise	Capacité (Tbit/s)	Espacement entre canaux (GHz)	Efficacité spectrale (Bit/s/Hz)	Distance (km)
Tyco [60]	0.96 (96 x 10 Gbit/s)	33	0.30	13100
Lucent JGKB Photonics [61]	0.24	100	0.4	2000
Alcatel [62]	6 149x 42.7 Gbit/s	50	0.8	6120
Alcatel [63]	1.68 (42x42.7 Gbit/s)			4820
KDD [64]	4 (50x85.4 Gbit/s)	70	1.14	300 (4x75)
KDD [65]	3.2 (10x320 Gbit/s)	400	0.8	40
KDD/Mitsubishi [49]	0.4 (32x12.4 Gbit/s)	37.5		9000 (60x150)

TAB. 1.6 – Performances présentées à OFC et ECOC 2004.

Chapitre 2

La gigue de phase

L'intérêt récemment suscité par les formats de modulation de phase s'est concrétisé au niveau expérimental par la démonstration de systèmes de transmission aux performances impressionnantes. Que ce soient en termes de distances parcourues, d'efficacité spectrale ou de sensibilité à la détection, ils rivalisent et surpassent parfois les formats commerciaux standards, se présentant alors comme leur future alternative. Cependant, une des principales limitations des systèmes de transmission cohérents vient de l'interaction du signal avec le bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques. La gigue de phase (ensemble des fluctuations aléatoires de la phase) altère l'intégrité de l'information au cours de sa propagation. L'objet de ce chapitre en est l'étude aussi bien théorique qu'expérimentale. Après une rapide mise en évidence de son origine physique, nous proposerons son estimation numérique dans les deux contextes différents que sont les lignes avec et sans gestion de dispersion puis nous mesurerons expérimentalement son impact sur les performances d'une transmission.

2.1 Origine du phénomène

2.1.1 Contribution linéaire

Le champ en sortie d'un EDFA sans émission spontanée peut s'écrire sous la forme

$$E_s^{out} = \sqrt{G} E_s^{in} e^{-ik_0 n L} \quad (2.1)$$

où n est l'indice optique de la fibre dopée erbium, L et G respectivement la longueur et le gain de l'amplificateur, k_0 le vecteur d'onde dans le vide.

En tenant compte du phénomène d'émission spontanée, s'ajoute le terme de bruit

$$E_{ASE} = E_N(t) e^{i\phi(t)} \quad (2.2)$$

dont l'amplitude et la phase sont aléatoires. On considérera dans la suite que les composantes de E_{ASE} en phase et en quadrature sont indépendantes et gaussiennes. L'écart

angulaire $\delta\phi(t)$ figurant dans le plan complexe (figure 2.1) entre les champs à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur définit la partie linéaire de la gigue de phase. Le terme linéaire rappelle que la contribution de l'ASE à la gigue de phase totale est ici directe. La répartition des fluctuations linéaires autour de la valeur moyenne du champ est donc une gaussienne à deux dimensions.

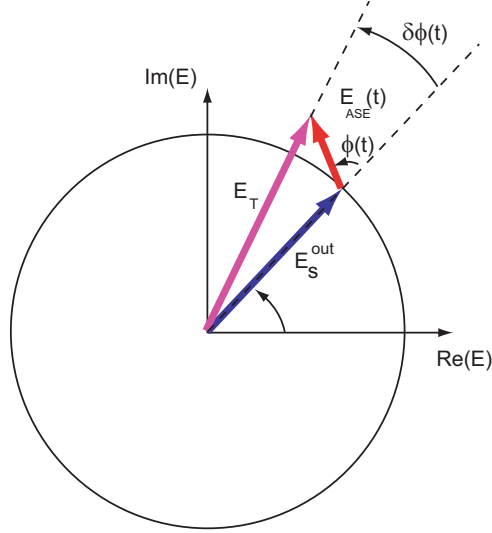


FIG. 2.1 – Représentation du phénomène de gigue de phase linéaire.

2.1.2 Contribution non-linéaire

Au cours de la propagation, une phase non-linéaire ϕ_{NL} plus ou moins importante est accumulée par SPM

$$\phi_{NL}(L, t) = \int_0^L \gamma(z) |u(z, t)|^2 dz. \quad (2.3)$$

Il apparaît alors clairement que les fluctuations de la puissance optique due à l'ASE vont être converties via l'effet Kerr en fluctuations de phase. Ce mécanisme de transfert, effet ou gigue de Gordon-Mollenauer, ajoute non seulement une contribution non-linéaire ϕ_{NL} à la phase totale (figure 2.2) mais introduit aussi une corrélation entre bruit d'amplitude et bruit de phase. Celle-ci est visible au fur et à mesure que la non-linéarité prend de l'importance dans la propagation.

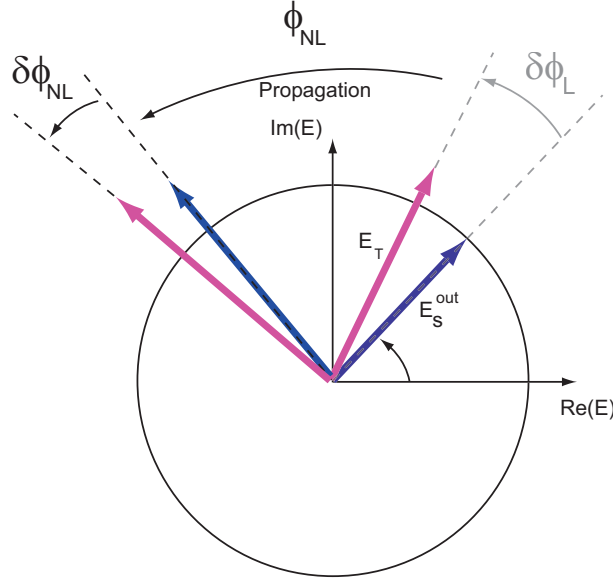


FIG. 2.2 – Représentation du phénomène de gigue de phase non-linéaire.

La figure 2.3 représente l'évolution du champ d'un soliton dans une ligne à gestion de dispersion dont les paramètres sont récapitulés dans le tableau 2.1.2. La même condition initiale est soumise 1024 fois à la ligne de propagation de manière à obtenir 1024 réalisations du bruit des amplificateurs. Cette simulation montre bien qu'en régime où la gigue de phase est dominée par sa composante linéaire — c'est à dire en tout début de propagation —, la répartition des échantillons obéit à une statistique gaussienne, d'où l'obtention d'une forme en disque. Progressivement, la contribution non-linéaire devient prépondérante et le disque prend la forme d'un croissant dont l'étendue augmente avec la distance parcourue. La corrélation introduite par effet Gordon-Mollenauer se traduit dans la forme particulière du croissant. En effet, celui-ci n'est pas centré. Le cas est particulièrement visible pour 2040 et 3000 km de propagation où les impulsions les plus puissantes sont aussi celles qui subissent le plus grand déphasage. Cette propriété fondamentale de la gigue de phase non-linéaire est exploitée dans certaines techniques visant à sa réduction. Si l'on imagine une transmission DPSK standard où la phase ne prend que les deux valeurs 0 et π , on comprend à la vue de l'étalement du croissant pourquoi la gigue de phase devient le principal facteur limitant les performances de tels systèmes et combien il est important de la réduire. Cette préoccupation fait donc l'objet du paragraphe suivant dont le but est de présenter des réalisations expérimentales de réduction de gigue de phase.

Forme de l'impulsion	sech^2
Largeur de l'impulsion à mi-hauteur (ps)	20
Puissance crête (mW)	7.2
Fibre 1 dispersion (ps/nm.km)	11
Fibre 1 longueur (km)	30
Fibre 1 aire effective (μm^2)	50
Fibre 2 dispersion (ps/nm.km)	-10
Fibre 2 longueur (km)	30
Fibre 2 aire effective (μm^2)	50
Distance entre amplificateurs (km)	60
Facteur d'émission spontanée	1.5

TAB. 2.1 – Paramètres de la ligne de transmission.

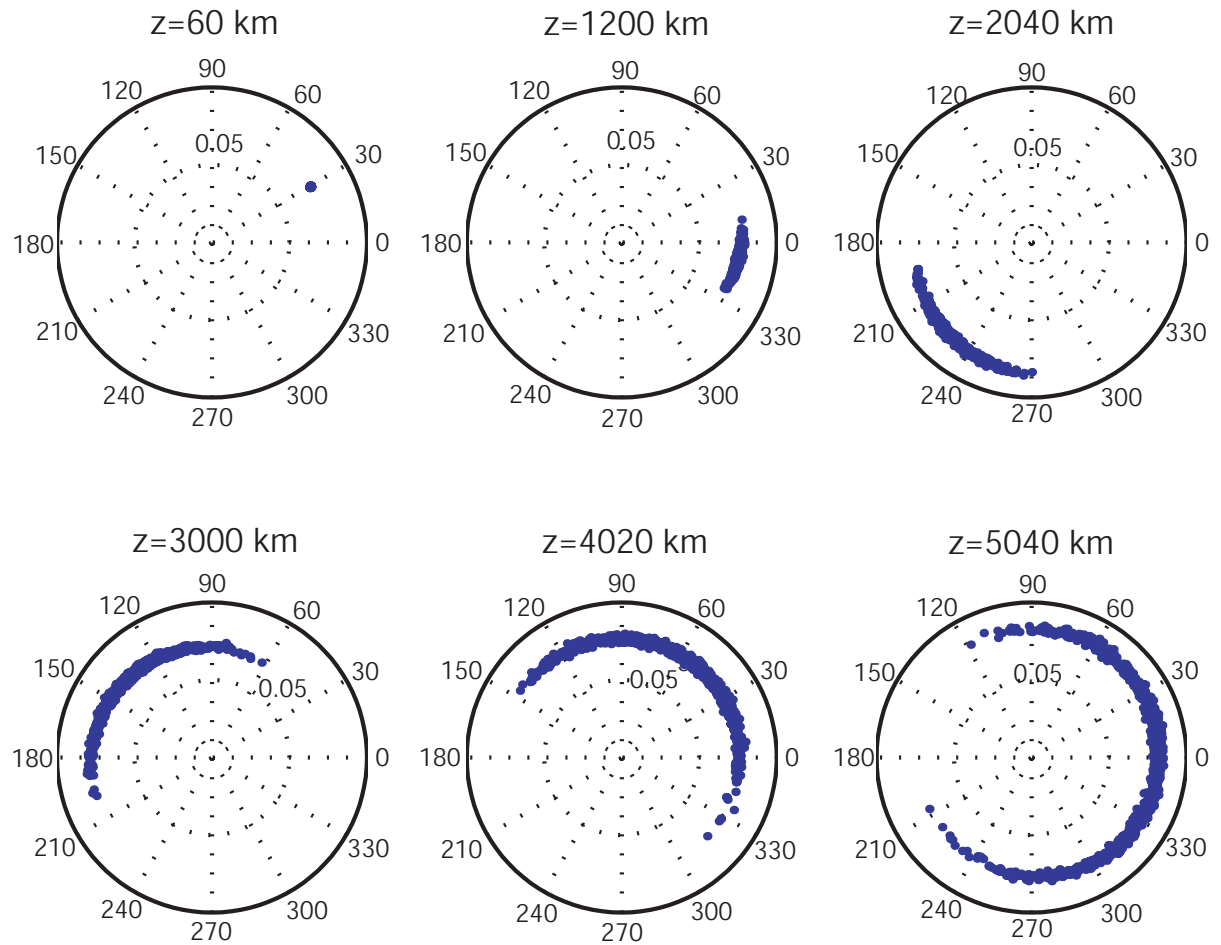


FIG. 2.3 – Evolution de la gigue de phase en fonction de la distance parcourue.

2.1.3 Techniques expérimentales de réduction de la gigue de phase

Etudié de manière plus complète dans la suite, le filtrage optique est omis dans cette section.

Compensation non-linéaire

Un traitement basé sur une compensation non-linéaire distribuée (NPSC, *Nonlinear Phase-Shift Compensation*) a été proposé [66, 67] afin de réduire les fluctuations de la phase. La compensation peut aussi se faire à la réception [68]. L'idée sous-jacente à ces techniques est de tirer parti de la corrélation induite par effet Gordon-Mollenauer entre bruit d'amplitude et bruit de phase. Comme les impulsions les plus puissantes sont les plus déphasées, il suffit d'appliquer une correction négative proportionnelle à la puissance pour les ramener vers la valeur moyenne et donc réduire l'amplitude des fluctuations.

En pratique, les techniques de compensation non-linéaire ne diffèrent que par le composant réalisant la correction. Dans la suite, nous présentons deux implémentations expérimentales dont les résultats sont illustrés différemment. Le diagramme complexe obtenu par simulations numériques permet de voir les modifications dans la répartition des phases tandis que le diagramme de l'oeil donne une vision des distortions subies par le signal sur lequel les décisions binaires sont prises.

La première réalisation effectue une compensation basée sur un composant intégré sur niobate de lithium périodiquement inversé [68]. En effet, il a été montré [69] que l'effet non linéaire d'ordre 2 cascadié qui se produit dans un tel matériau est équivalent à un indice n_2 dont on peut contrôler le signe et l'amplitude en faisant varier les conditions d'accord de phase entre le fondamental et le second harmonique généré au sein du composant. La condition d'accord de phase peut être aisément modifiée en contrôlant la température du composant, ce qui permet d'adapter la compensation d'automodulation de phase à la liaison optique considérée. Ainsi, chaque impulsion est soumise à un décalage de phase négatif et proportionnel à sa puissance. Atteindre la valeur de 1 rad est alors possible avec des puissances de pompe réalistes. Les diagrammes de phase de la figure 2.4 montrent l'efficacité de cette technique avec une réduction annoncée de 5.2 dB pour la variance totale de la phase après une propagation de 6000 km.

L'autre méthode de compensation présentée [70, 71] utilise un modulateur de phase (figure 2.5). L'amplitude de la modulation est proportionnelle à l'intensité des impulsions détectées, son signe, opposé à la phase non-linéaire ϕ_{NL} accumulée par SPM. Les diagrammes de l'oeil (figure 2.6) sont obtenus en faisant varier les conditions expérimentales de manière à observer clairement les effets de la SPM. La différence entre a) et b) réside dans le bruit d'émission spontanée volontairement introduit ou non à l'émission de manière à créer ou non une gigue de phase non-linéaire importante.

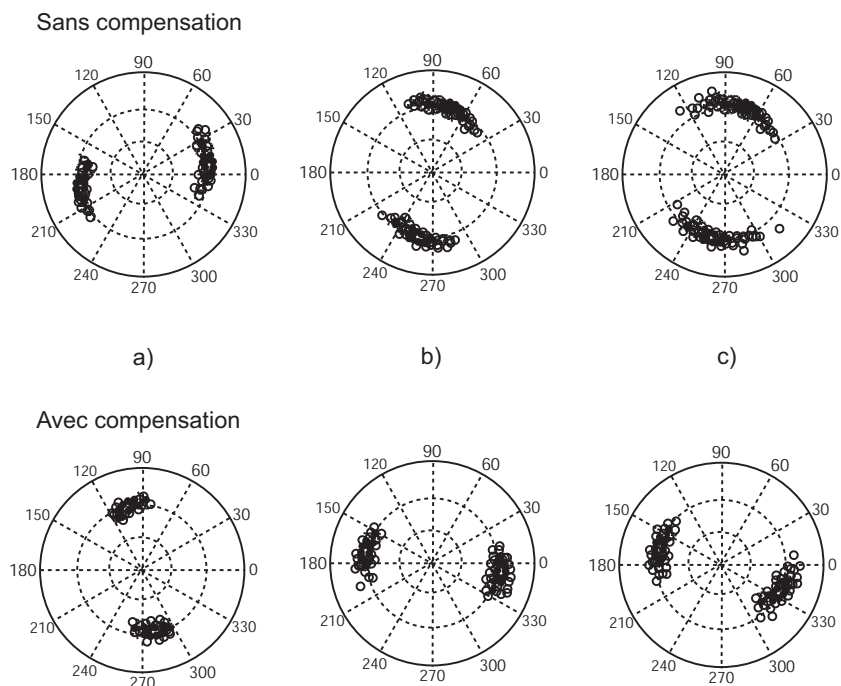


FIG. 2.4 – Mise en oeuvre de la NPSC. Résultats obtenus par [68] après une transmission de 6000 km avec et sans NPSC, (a) mono-canal (b) et (c) DMS-DPSK WDM avec un espacement de 100 et 50 GHz.

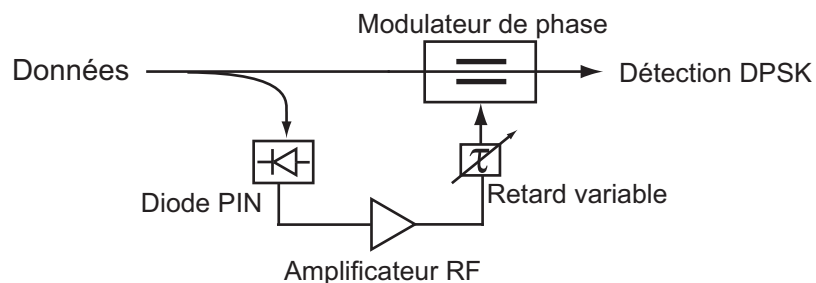


FIG. 2.5 – Compensation de la gigue non-linéaire par modulation de phase des données.

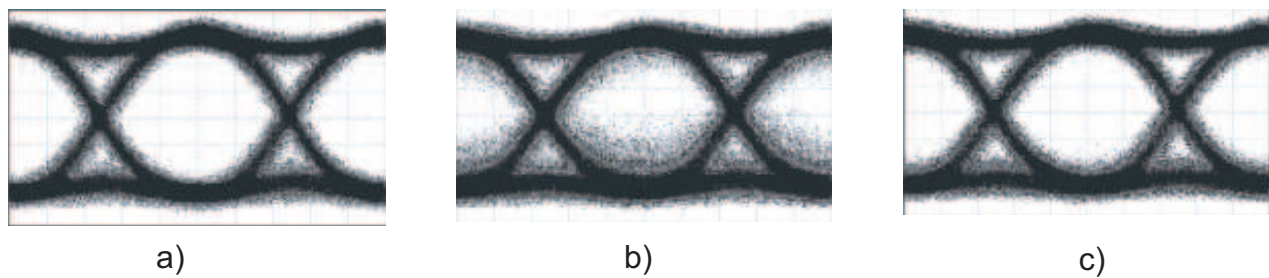


FIG. 2.6 – Oeil obtenu dans divers cas : a) sans gigue de phase non-linéaire b) avec gigue de phase non-linéaire c) avec gigue mais compensée.

On voit alors directement l'impact de la compensation sur l'ouverture de l'oeil. Les mesures [71] donnent une amélioration supérieure à 3 dB pour le facteur de qualité ainsi qu'une marge supplémentaire de 2.5 dB sur l'OSNR.

Conjugaison de phase

La conjugaison de phase s'est révélée efficace dans la réduction des effets

- linéaires comme la dispersion [72] ou la gigue temporelle [73] dans les systèmes soliton (gigue de Gordon-Haus). Dans ce dernier cas, les fluctuations de fréquence causées par l'ASE sont transformées via la dispersion en fluctuations de la vitesse de groupe, créant la gigue temporelle à la réception.
- non-linéaires comme la SPM [74] ou le FWM [75].

Intuitivement, on peut comprendre comment la conjugaison de phase permet de compenser la dispersion chromatique. Si l'on conjugue l'équation

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0, \quad (2.4)$$

alors on obtient

$$\frac{\partial A^*}{\partial z} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A^*}{\partial t^2} = 0. \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) montre alors que le champ optique A^* voit une dispersion de signe opposé, ce qui suggère immédiatement qu'une conjugaison de phase effectuée au milieu du lien compensera exactement la dispersion accumulée dans sa première partie.

Le même raisonnement appliqué à l'équation (1.32) montre qu'il est aussi possible de compenser simultanément dispersion et SPM. Cependant, les pertes se produisant dans la fibre brisent la symétrie du problème si bien qu'en pratique, la SPM n'est pas exactement compensée. L'amélioration apportée est cependant suffisante pour que la conjugaison de phase soit proposée comme technique de réduction de la gigue de phase non-linéaire.

Ainsi, les simulations de [76] montrent l'impact de la conjugaison de phase sur un soliton dont l'amplification est distribuée sur une ligne à dispersion constante (tableau 2.1.3). La variance de la phase en fonction de la distance est tracée figure 2.7 pour une ligne comprenant deux modules de conjugaison. Leur disposition est soit symétrique ¹ soit asymétrique. Dans ce dernier cas (A), les longueurs optimales des tronçons sont $z_1 = z_2 = 2z/5$ et $z_3 = z/5$.

¹chaque tronçon étant de même longueur (SE : $z_1 = z_2 = z_3 = z/3$) ou non (SU : $z_1 = z_3 = z/4$, $z_2 = z/2$)

Forme de l'impulsion	sech^2
Largeur de l'impulsion à mi-hauteur (ps)	30
Puissance crête (mW)	0.60
Dispersion (ps^2/km)	-0.3
Atténuation (dB/km)	0.21
Coefficient non-linéaire γ ($\text{km}^{-1}.\text{W}^{-1}$)	1.7
Longueur totale (km)	9000
Facteur d'émission spontanée	1.1

TAB. 2.2 – Paramètres utilisés dans les simulations (figure 2.7).

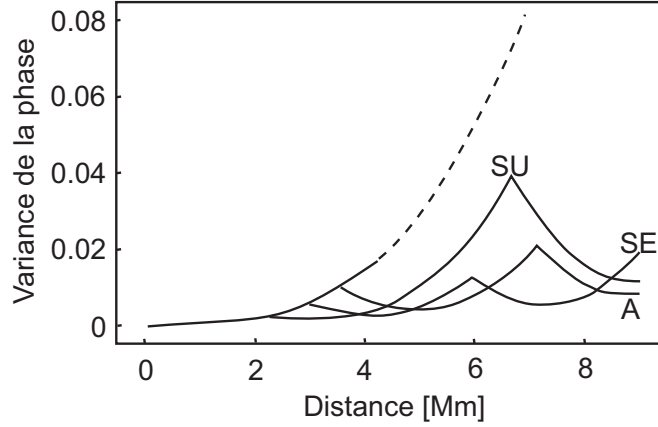


FIG. 2.7 – Compensation de la gigue de phase par conjugaison de phase. En pointillés, variance de la phase d'un système non compensé.

Seule la gigue de phase non-linéaire est affectée puisque la conjugaison de phase ne réduit que la SPM. On peut ici remarquer le parallèle existant entre le traitement des giges de Gordon-Haus et de Gordon-Mollenauer. Dans chaque cas, la conjugaison de phase réduit les effets du médiateur des fluctuations créées par l'ASE : la dispersion pour la gigue temporelle, la SPM pour la gigue de phase. Ainsi, les distances qu'il faut parcourir pour atteindre le même niveau de gigue de phase vont être respectivement multipliées par 2.08 (SE), 2.52 (SU) et 2.92 (A) par rapport au système non compensé.

2.2 Estimation de la gigue de phase d'un système à gestion de dispersion par la méthode des moments

Au paragraphe précédent, nous avons présenté la notion de gigue de phase ainsi que les mécanismes faisant d'elle une des limitations majeures des systèmes cohérents. Le caractère aléatoire des fluctuations a été étudié théoriquement par Ho à qui l'on doit les calculs de densité de probabilité du bruit de phase non-linéaire [77, 78] et de la phase différentielle d'un système DPSK [79]. Si ces travaux montrent l'insuffisance de l'approximation gaussienne dans la prédiction précise des performances, le modèle employé est loin de prendre en compte les techniques de conception standard employées dans la réalité : gestion de dispersion, format de modulation... La complexité de tels systèmes impose alors le calcul d'un nombre conséquent de réalisations de manière à faire des statistiques. Cependant, la puissance et le temps de calcul nécessaires à la simulation d'une ligne transocéanique par cette méthode dite de Monte Carlo sont importants. C'est pourquoi dans cette partie nous étudions quantitativement la stabilité de la phase en présence du bruit d'émission spontanée et proposons son estimation basée sur la méthode des moments moins coûteuse en temps de calcul. Cette approche semi-analytique nous apportera une idée des mécanismes physiques à l'origine des fluctuations de phase dans les liens DM.

2.2.1 La méthode des moments

Développée dès 1971, la méthode des moments va être utilisée avec succès au calcul de la gigue temporelle dans les systèmes à gestion de dispersion [80]. L'idée de base est de considérer l'impulsion optique $u(z, t)$ comme une particule [81] dont l'énergie E , la puissance P (puissance rms) et la phase Φ seraient définies par :

$$E(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} |u(z, t)|^2 dt \quad (2.6)$$

$$P(z) = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} |u(z, t)|^4 dt \quad (2.7)$$

$$\Phi(z) = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} |u(z, t)|^2 \arg(u(z, t)) dt \quad (2.8)$$

Ces grandeurs physiques moyennées temporellement, appelées moments, ne sont donc plus fonction que de la variable d'espace z . Cependant, leurs évolutions dépendent de celle de l'impulsion dans la fibre optique gouvernée par l'ESNL que l'on mettra dès lors sous la forme :

$$i \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma(z) |u|^2 u = i g(z) u + \hat{F}(z, t) \quad (2.9)$$

où la source de bruit $\hat{F}(z, t)$ due à l'amplification optique est caractérisée par la fonction

d'auto-corrélation

$$\langle \hat{F}(z, t) \hat{F}^*(z', t') \rangle = 2 g_0 \hbar \omega_0 n_{sp}(z) \delta(z - z') \delta(t - t'), \quad (2.10)$$

avec n_{sp} le facteur d'émission spontanée, g_0 le coefficient d'amplification à l'intérieur de l'amplificateur et $\hbar\omega_0$ l'énergie du photon à la fréquence du signal.

2.2.2 Calcul de la gigue de phase

Des études analytiques de la gigue de phase du soliton sur des lignes à dispersion constante ont été proposées par le passé [82, 83]. Elles reposaient sur des méthodes dites perturbatives ou variationnelles et supposaient une forme déterminée à l'impulsion optique. Plus récemment, un modèle semi-analytique propose le même calcul mais cette fois sur des lignes à gestion de dispersion [84] avec la même hypothèse quant à la forme gaussienne de l'impulsion. Dans la suite, nous proposons une approche semi-analytique du même calcul mais valide pour un champ optique $u(z, t)$ arbitraire se propageant sur une ligne à gestion de dispersion.

Les résultats qui suivent sont originaux et ont fait l'objet de publications [85, 86]. Le principe du calcul est de scinder parties déterministes et aléatoires de l'ESNL (2.9). A partir de l'ESNL non bruitée, on obtient via l'algorithme de Split Step Fourier la solution non perturbée $u_s(z, t)$ de la partie déterministe du problème. La partie stochastique du problème est traitée de manière analytique par la méthode des moments en tirant profit des propriétés statistiques du bruit. C'est cette étape formelle qui évite le calcul brut de valeurs moyennes sur un nombre significatif de réalisations du bruit. On évalue finalement la gigue de phase au 1er ordre grâce aux relations mathématiques entre moments évalués par $u_s(z, t)$. Le temps de calcul nécessaire pour évaluer l'impact de la gigue de phase sur un système de communication est alors réduit de quelques heures à quelques minutes en utilisant du matériel informatique standard.

Outre les trois moments définis plus haut,

$$\Omega^2 = -\frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(u u_t^*)^2 + (u^* u_t)^2}{|u|^2} dt \quad (2.11)$$

représente le carré de la fréquence angulaire Ω^2 du champ optique. L'indice t indique une dérivation partielle par rapport au temps.

En dérivant par rapport à z l'ensemble des moments définis et en utilisant l'ESNL, on trouve un système dynamique qui lie l'ensemble de ces paramètres :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Phi}{dz} = \gamma P + \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} ((\arg(u) - \Phi)) (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \\ \quad - \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{+\infty} (u^*\hat{F} + u\hat{F}^*) dt \end{array} \right. \quad (2.12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{dz} = 2gP + \frac{\beta_2}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} |u|^4 (\arg(u))_{tt} dt + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} (2|u|^2 - P) (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \end{array} \right. \quad (2.13)$$

Dans l'hypothèse d'une impulsion subissant un chirp purement linéaire, on a

$$\arg(u)(z, t) \approx \phi_0(z) + \phi_2(z) (t - t_0)^2 \quad (2.14)$$

où t_0 est la position temporelle de l'impulsion. On obtient alors le système dynamique suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Phi}{dz} = -\beta_2\phi_2\Phi + \gamma P + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} (\arg(u) - \Phi) (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \\ \quad - \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{+\infty} (u^*\hat{F} + u\hat{F}^*) dt \end{array} \right. \quad (2.15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{dz} = 2(g + \beta_2\phi_2)P + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} (2|u|^2 - P) (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \end{array} \right. \quad (2.16)$$

dont on peut donner une interprétation physique simple. L'équation (2.15) permet d'identifier les différents phénomènes influençant les variations de la phase. Le premier terme $(-\beta_2\phi_2\Phi)$ caractérise les variations provenant des fluctuations du chirp. Celui-ci induit un couplage phase-fréquence via la dispersion chromatique. Le deuxième terme (γP) traduit la contribution de la SPM. Celle-ci transforme, par effet Kerr, les variations de puissance en variations de phase à l'origine de la gigue de phase non-linéaire dite de Gordon-Mollenauer. Enfin, les deux derniers termes de (2.15) représentent la contribution directe du bruit d'émission spontanée et caractérisent la part linéaire de la gigue de phase.

Pour ce qui est des variations de la puissance, l'équation (2.16) invoque dans le terme $2gP$ les effets dus à l'atténuation de la fibre et l'amplification optique. A travers le terme $2\beta_2\phi_2P$, nous retrouvons les rôles déterminants joués par la dispersion chromatique et le paramètre de chirp. Selon leurs valeurs, l'impulsion s'élargit ou se contracte, ce qui provoque un changement de puissance RMS. Enfin, le dernier terme de (2.16) représente la contribution directe du bruit.

Ce système d'équation dynamique est résolu par la méthode dite de variation de la constante dont on rappelle une formulation pratique.

Méthode de variation de la constante. Soient y continue et dérivable sur un intervalle I vérifiant $\frac{dy}{dx} + a(x)y = f(x)$ et f continue sur I , alors la solution générale de cette équation différentielle s'écrit :

$$y(x) = e^{-A(x)} \int_0^x f(u) e^{A(u)} du \text{ où } A(x) = \int_0^x a(u) du.$$

On obtient finalement :

$$P = \left\{ P_0 + i \int_0^z \left[\frac{1}{EA_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \left((2|u|^2 - P) \right) (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \right] dz_1 \right\} A_1 \quad (2.17)$$

$$\text{où } A_1(z) = \exp \left[\int_0^z 2(g + \beta_2 \phi_2) dz_1 \right].$$

De manière similaire, la solution implicite de l'équation d'évolution de la phase s'écrit sous la forme :

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 \quad (2.18)$$

avec

$$\Phi_1 = A_2 \int_0^z \frac{\gamma(z_1)}{A_2} P(z_1) dz_1 \quad (2.19)$$

$$\Phi_2 = iA_2 \int_0^z \left[\frac{1}{EA_2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\arg(u) - \Phi) (u\hat{F}^* - u^*\hat{F}) dt \right] dz_1 \quad (2.20)$$

$$\Phi_3 = -\frac{A_2}{2} \int_0^z \left[\frac{1}{EA_2} \int_{-\infty}^{+\infty} (u^*\hat{F} + u\hat{F}^*) dt \right] dz_1 \quad (2.21)$$

$$A_2(z) = \exp \left[- \int_0^z \beta_2 \phi_2 dz_1 \right]. \quad (2.22)$$

Sous ces hypothèses, le champ optique non bruité $u_s(z, t)$ est utilisé pour évaluer les seconds membres des équations (2.17) et (2.18) puisque le champ perturbé n'intervient qu'à partir du deuxième ordre dans les corrections qu'il apporte à la phase. La variance de la phase est alors calculée à partir des équations (2.10), (2.17) et (2.18) :

$$\sigma_\Phi^2 = \langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2 = \langle \Phi_1^2 \rangle + \langle \Phi_2^2 \rangle + \langle \Phi_3^2 \rangle + 2\langle \Phi_1 \Phi_2 \rangle \quad (2.23)$$

En définissant le produit scalaire suivant

$$(\delta q_i, \delta q_j) = \int_{-\infty}^{+\infty} (\delta q_i \delta q_j^* + \delta q_i^* \delta q_j) dt \quad (2.24)$$

ainsi que les fonctions

$$\delta q_1 = 2i\sqrt{gn_{sp}\hbar\omega_0} \frac{2|u|^2 - P}{EA_1} u \quad (2.25)$$

$$\delta q_2 = 2i\sqrt{gn_{sp}\hbar\omega_0} \frac{\arg(u) - \Phi}{EA_2} u \quad (2.26)$$

$$\delta q_3 = 2\sqrt{gn_{sp}\hbar\omega_0} \frac{u}{EA_2}, \quad (2.27)$$

on trouve :

$$\langle \Phi_1^2 \rangle = A_2^2 \int_0^z \frac{\gamma A_1}{A_2}(z_1) \int_0^{z_1} \frac{\gamma A_1}{A_2}(z_2) \int_0^{z_2} (\delta q_1, \delta q_1) dz_3 dz_2 dz_1 \quad (2.28)$$

$$\langle \Phi_2^2 \rangle = \frac{A_2^2}{2} \int_0^z (\delta q_2, \delta q_2) dz_1 \quad (2.29)$$

$$\langle \Phi_3^2 \rangle = \frac{A_2^2}{8} \int_0^z (\delta q_3, \delta q_3) dz_1 \quad (2.30)$$

$$2\langle \Phi_1 \Phi_2 \rangle = A_2^2 \int_0^z \gamma A_1(z_1) \int_0^{z_1} (\delta q_1, \delta q_2) dz_2 dz_1 \quad (2.31)$$

$\langle \Phi_1^2 \rangle$ peut être clairement assimilé à la gigue de phase due aux variations de puissance via la SPM. $\langle \Phi_2^2 \rangle$ et $\langle \Phi_3^2 \rangle$ sont les contributions directes du bruit tandis que $\langle \Phi_1 \Phi_2 \rangle$ peut être vu comme l'interférence entre ces deux phénomènes. Il faut noter que l'on ne tient compte que de l'interaction entre l'impulsion et l'ASE. Toutes les autres contributions, interaction intra et inter-canal, sont négligées.

Contrôle de la gigue par filtrage en ligne :

Le filtrage en ligne a d'abord été proposé pour réduire la gigue de Gordon-Haus [87]. Il a ensuite été démontré qu'il pouvait aussi stabiliser la phase des solitons sur des lignes à dispersion constante [82]. En effet, les filtres optiques stabilisent la largeur spectrale de l'impulsion, donc sa puissance crête puisque ces deux grandeurs sont couplées lors de la propagation du soliton. Le contrôle de la puissance crête a un impact direct sur la phase accumulée via la SPM. Dans des lignes à gestion de dispersion, cette analyse est plus délicate du fait du chirp périodique du soliton. L'impact du filtrage peut être évalué en

distribuant son effet sur toute la ligne [88]. Pour un filtrage discret de période spatiale z_f , l'influence d'un tronçon de fibre de longueur z_f s'écrit dans le domaine de Fourier :

$$\tilde{u}(\omega, z_f) = \tilde{u}(\omega, 0) T(\omega) \quad (2.32)$$

où T est la fonction de transfert du filtre en amplitude. On peut remarquer que cette équation est la solution au point z_f de l'équation de propagation

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} = \frac{\ln T(\omega)}{z_f} \tilde{u}, \quad (2.33)$$

qui, dans le cas de filtres à profil gaussien de bande passante à mi-hauteur B

$$T(\omega) = e^{-[\frac{\omega}{\pi B} \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}}]^2}, \quad (2.34)$$

s'écrit

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\ln(2)}{2} \frac{1}{\pi^2 B^2 z_f} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0. \quad (2.35)$$

Si l'on pose $b = \frac{\ln(2)}{\pi^2 B^2 z_f}$, ce qui caractérise la force de filtrage, alors on peut écrire l'ESNL perturbée par le filtrage distribué sous la forme :

$$i \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{2} [\beta_2(z) - ib(z)] \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma(z) |u|^2 u = i g(z) u + \hat{F}(z, t). \quad (2.36)$$

Le système dynamique alors vérifié par les différents moments devient

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Phi}{dz} = -\beta_2 \phi_2 \Phi + \gamma P + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} (\arg(u) - \Phi) (u \hat{F}^* - u^* \hat{F}) dt \\ \quad - \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{+\infty} (u^* \hat{F} + u \hat{F}^*) dt \\ \frac{dP}{dz} = 2 \left[g + \beta_2 \phi_2 - \frac{\mathbf{b}(\mathbf{z})}{2\mathbf{E}} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{u}_t|^2 d\mathbf{t} \right] P + \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} (2|u|^2 - P) (u \hat{F}^* - u^* \hat{F}) dt, \end{array} \right. \quad (2.37)$$

$$\quad (2.38)$$

où seuls les termes du 1er ordre en b ont été retenus. Le filtrage a une action directe sur la puissance par l'intermédiaire du coefficient $A_1(z)$ dont il vient amortir les variations. La puissance ainsi stabilisée induit alors une gigue de phase plus faible.

$$P = \left\{ P_0 + i \int_0^z \left[\frac{1}{EA_1} \int_{-\infty}^{+\infty} ((2|u|^2 - P)) (u \hat{F}^* - u^* \hat{F}) dt \right] dz_1 \right\} A_1, \quad (2.39)$$

où

$$A_1(z) = \exp \left[\int_0^z 2 \left(g + \beta_2 \phi_2 - \frac{\mathbf{b}(\mathbf{z})}{2\mathbf{E}} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{u}_t|^2 d\mathbf{t} \right) dz_1 \right]. \quad (2.40)$$

D'un point de vue formel, tous les résultats précédemment obtenus sont inchangés à la modification près du coefficient A_1 .

2.2.3 Validation de la méthode

Nous décrivons ici l'évaluation numérique de la gigue de phase pour deux types de liens : soliton et quasi-linéaire. Les différents paramètres de la ligne à gestion de dispersion sont résumés dans le tableau 2.3. Les EDFA sont modélisés par un gain multiplicatif pur suivi de l'addition d'un bruit blanc gaussien de densité spectrale de puissance conforme à l'équation (1.42). Les filtres utilisés ont une transmittance T gaussienne avec une bande optique à mi-hauteur variable de 45 à 500 GHz. L'évolution des impulsions est calculée par la méthode de split-step Fourier symétrisée.

Type de ligne	DM soliton	DM quasi-linéaire
Forme de l'impulsion	sech^2	Gaussienne
Largeur de l'impulsion à mi-hauteur (ps)	20	20
Puissance crête (mW)	7.2	0.5
Fibre 1 dispersion (ps/nm.km)	11	16
Fibre 1 longueur (km)	30	50
Fibre 1 aire effective (μm^2)	50	80
Fibre 2 dispersion (ps/nm.km)	-10	-80
Fibre 2 longueur (km)	30	10
Fibre 2 aire effective (μm^2)	50	45

TAB. 2.3 – Valeurs numériques des paramètres du système étudié.

Si la phase d'un champ monochromatique d'amplitude indépendante du temps est définie par $\phi = \arctan\left(\frac{\text{Im}(u)}{\text{Re}(u)}\right)$, la phase d'un champ arbitraire est dépendante du temps. On a donc le choix soit de calculer la valeur moyenne des phases instantanées, soit d'évaluer la phase d'une grandeur représentant le champ moyen [89]. Sachant qu'au final les résultats donnés sont similaires, quoiqu'un peu meilleur dans le second cas, nous estimerons la phase des impulsions en utilisant la relation

$$\phi = \arctan\left(\frac{\int |u|^2 \text{Im}(u) dt}{\int |u|^2 \text{Re}(u) dt}\right). \quad (2.41)$$

Pour valider l'approche utilisant la méthode des moments, nous effectuons pour chaque cas 512 simulations obtenant ainsi 512 fonctions d'évolution de la phase. Ces différentes réalisations (approche de Monte Carlo) permettent de calculer sa variance en fonction de la distance de propagation puis de la comparer à celle obtenue par la méthode des moments. Ceci est présenté figure 2.8 pour une distance de propagation inférieure à 1000 km. Pour le système quasi-linéaire, nous pouvons observer une dépendance globalement linéaire² de la

²l'écart type variant en \sqrt{z}

variance de la phase due à la faible puissance crête. La SPM joue donc un rôle minime dans ce cas, les termes $\langle \Phi_2^2 \rangle$ et $\langle \Phi_3^2 \rangle$ dominant largement les autres dans l'expression 2.23. Les oscillations rapides et particulièrement fortes sont à imputer à la dynamique de l'impulsion à l'intérieur d'une cellule de gestion de dispersion. La méthode des moments prédit de manière fidèle l'amplitude et la localisation de ces oscillations. Pour le système soliton, la dépendance cubique de la variance de la phase en fonction de la distance est observée comme dans le cas des lignes à dispersion constante [82]. Dans ce cas, la puissance crête élevée impose la prédominance de la SPM ($\langle \Phi_1^2 \rangle$) dans la contribution totale au bruit de phase. Par contre, les oscillations précédemment observées sont petites du fait d'une carte de dispersion différente, avec des valeurs de dispersion moins grandes.

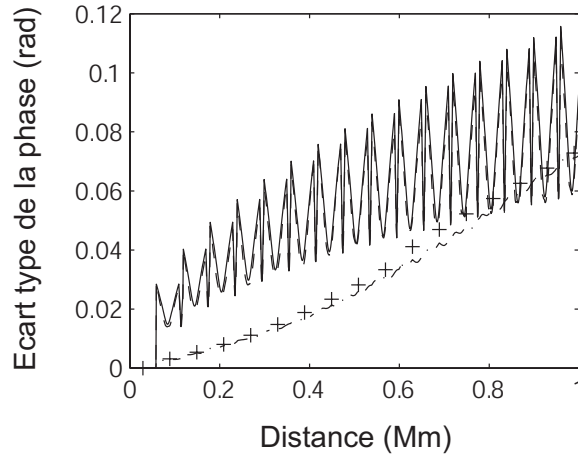


FIG. 2.8 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance sur 1000 km. Système quasi-linéaire : Monte Carlo (trait plein) et méthode des moments (pointillés). Système soliton en gestion de dispersion : Monte Carlo (pointillés) et méthode des moments (croix).*

Par soucis de clarté, nous n'avons tracé dans la suite que la variance de la phase aux endroits où sont installés les EDFA. La figure 2.9 permet de voir l'accord relativement bon entre méthodes de Monte Carlo et des moments sur de grandes distances. Les deux courbes se croisent approximativement autour de 1000 km. Les équations (2.25)–(2.27) montrent que l'impact du bruit sur la gigue de phase est inversement proportionnel à l'énergie par impulsion E . Pour des distances courtes, la contribution directe du bruit à la gigue domine et le système quasi-linéaire opérant à faible énergie par impulsion est plus affecté par le bruit que le système soliton. Par contre, lors de la propagation du soliton, les effets non-linéaires se manifestent et deviennent prépondérants sur les contributions directes du bruit à la gigue de phase. Elle devient alors élevée pour des distances supérieures à 1000 km. Cela montre la nécessité de mettre en oeuvre des techniques de contrôle de phase et ce d'autant plus que la transmission sera hautement non-linéaire.

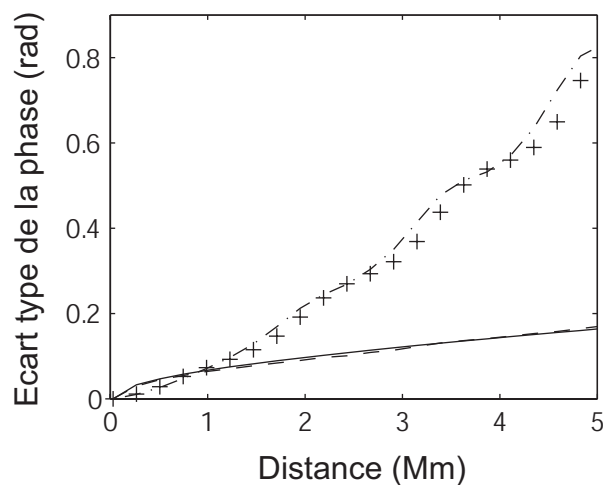


FIG. 2.9 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance sur 5000 km. Système quasi-linéaire : Monte Carlo (trait plein) et méthode des moments (pointillés). Système soliton en gestion de dispersion : Monte Carlo (pointillés) et méthode des moments (croix).*

Pour ce faire, nous avons inclus les filtres optiques gaussiens dans les simulations. Voyons dans un 1^{er} temps leurs effets dans un système requérant plus fortement une stabilisation : soliton en gestion de dispersion. La gigue de phase est représentée figure 2.10 en fonction de la distance pour différents filtres.

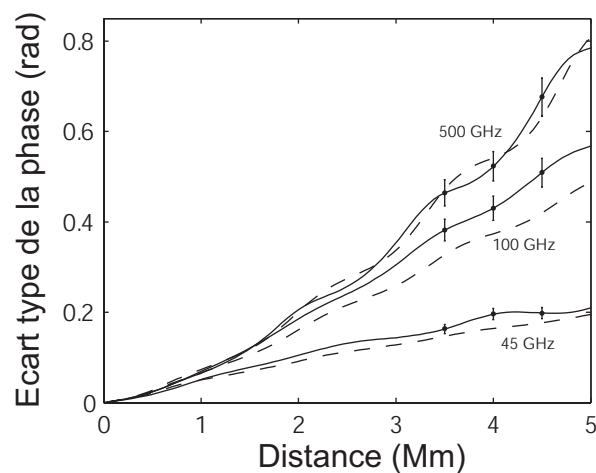


FIG. 2.10 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance pour un système soliton filtré. Les bandes passantes des filtres optiques utilisés sont 500 GHz, 100 GHz et 45 GHz. Les traits pleins représentent les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo, les pointillés ceux de la méthode des moments.*

Etant donnée la bande du signal d'environ 15 GHz, le cas du filtre à 500 GHz peut être considéré comme celui d'un système non filtré. Comme prévu lors de l'analyse des équations (2.39) et (2.40), la gigue de phase est fortement diminuée par un filtrage étroit. Pour un filtrage à 45 GHz, l'écart type présente une dépendance en \sqrt{z} assez proche de ce que l'on peut observer pour un soliton sur une ligne à dispersion constante [82]. Bien qu'une fois encore la méthode des moments ne prédise pas de manière extrêmement précise les positions des petites oscillations, le comportement général est en accord satisfaisant avec la méthode de Monte Carlo. Cette différence est en partie due au chirp non-linéaire de l'impulsion, négligé dans notre modèle, ainsi qu'aux termes d'ordre plus élevé dans le développement de la force de filtrage b .

Sans réelle surprise, le filtrage est moins efficace pour le système quasi-linéaire (figure 2.11) puisqu'il n'opère pas dans des régimes de puissances pour lesquelles une forte gigue non linéaire est créée via la SPM. La figure 2.12 représente les contributions linéaires et non-linéaires à la gigue de phase pour les deux systèmes étudiés et vient confirmer le fait que les filtres régulent la contribution non-linéaire. D'une évolution en z^3 avec une gigue de phase à 0.6 rad^2 pour un système non filtré, on réduit à 0.025 rad^2 par filtrage à 45 GHz avec une évolution linéaire. Les performances du système en sont particulièrement affectées.

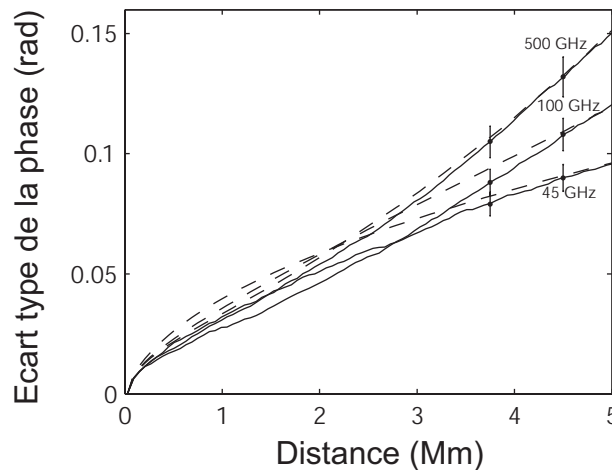


FIG. 2.11 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance pour un système quasi-linéaire filtré. Les bandes passantes des filtres optiques utilisés sont 500 GHz, 100 GHz et 45 GHz. Les traits pleins représentent les résultats obtenus par la méthode de Monte Carlo, les pointillés ceux de la méthode des moments.*

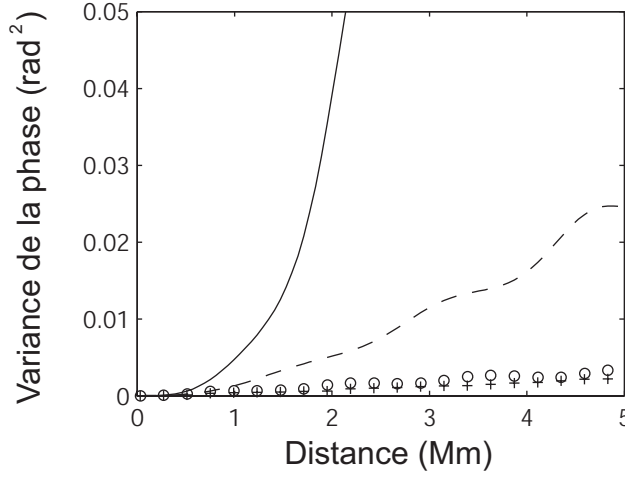


FIG. 2.12 – Contribution de la gigue de phase non-linéaire à la gigue de phase totale pour le système soliton. Le trait plein (respectivement pointillé) représente la gigue non-linéaire obtenue dans le cas de filtres à 500 GHz (respectivement 45 GHz). Les cercles (respectivement croix) représentent la gigue linéaire obtenue dans le cas de filtres à 500 GHz (respectivement 45 GHz).

Afin d'estimer l'impact de la gigue de phase sur le taux d'erreur binaire, nous présentons le lien existant entre ces deux quantités sous certaines hypothèses simplistes. En considérant une densité de probabilité d'erreur gaussienne et une détection de phase parfaite (figure 2.13 a), les probabilités $P(0/\pi)$ de décider que la phase reçue est 0 sachant que celle envoyée est π et inversement sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} P(0/\pi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\pi/2} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} dt \end{array} \right. \quad (2.42)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P(\pi/0) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{\pi/2}^{+\infty} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} dt. \end{array} \right. \quad (2.43)$$

Comme les phases 0 et π sont équiprobables, le taux d'erreur binaire, exprimé par

$$BER = \frac{1}{2} [P(0/\pi) + P(\pi/0)], \quad (2.44)$$

prend finalement la forme

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\pi}{2\sqrt{2}\sigma} \right). \quad (2.45)$$

La figure 2.13 b montre qu'un BER de 10^{-9} est obtenu pour un écart type σ DPSK de 0.26 rad. Dans le cas du soliton DM, cela signifie que la distance de transmission sans erreur double pour atteindre la valeur de 5000 km lorsque l'on passe d'un filtrage de 100 à 45 GHz.

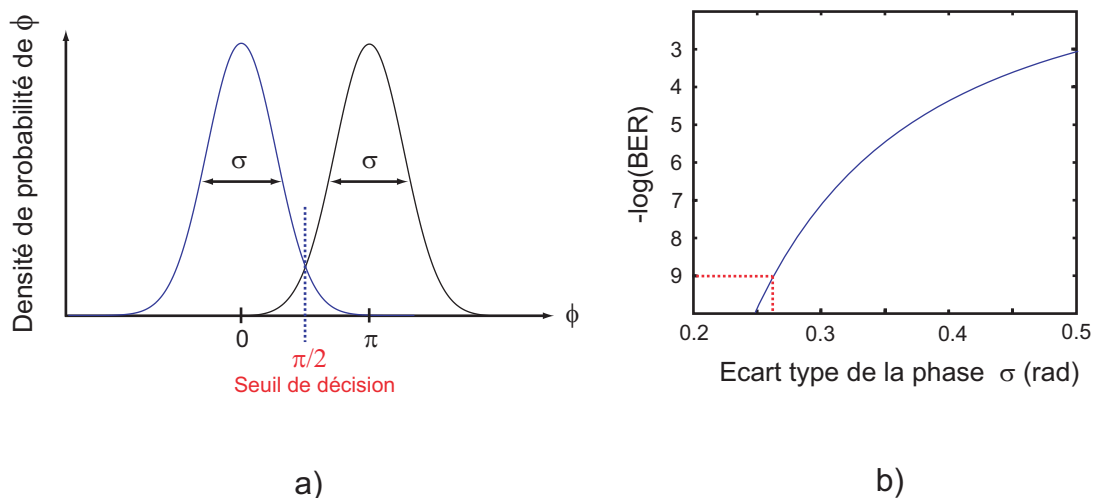


FIG. 2.13 – a) Répartition de la phase d'une modulation DPSK, b) Variation du taux d'erreur binaire en fonction de l'écart type de la phase (DPSK).

Remarque pour un système WDM :

Le modèle proposé est restreint à un unique canal de communication. Examinons les effets potentiellement rencontrés dans des systèmes WDM afin de voir dans quelle mesure/limite la méthode des moments donne une estimation correcte de la gigue de phase. FWM et XPM viennent dégrader le signal entre impulsions d'un même canal ou de canaux différents. Sur des lignes en gestion de dispersion, la valeur locale élevée de la dispersion ne permet pas la réalisation de la condition d'accord de phase si bien que le mélange quatre ondes n'a que très peu d'influence sur l'ensemble de la propagation. En revanche, la contribution de la XPM à l'écart type de la phase évolue en \sqrt{z} à dispersion constante [90]. Cependant, son impact demeure restreint car les fluctuations aléatoires de la phase entre impulsions successives sont fortement corrélées. L'utilisation d'une modulation différentielle permet donc de s'affranchir d'un tel problème. Ces effets se produisent aussi à l'intérieur d'un même canal et leurs impacts respectifs ne sont pas clairement évalués. C'est pourquoi l'évolution d'une trame de 7 impulsions est simulée et représentée figure 2.14 aux points de chirp nul. La gigue de phase de l'impulsion centrale est estimée par la méthode de Monte Carlo en tenant compte des interactions entre impulsions. Le calcul par la méthode des moments est mené en ne tenant compte que des interactions signal-ASE. Pour isoler l'impulsion centrale, les intégrations temporelles ne sont menées que sur sa durée. Le taux de répétition des impulsions ($T = 100$ ps) crée une interférence entre symboles, faible dans le cas soliton ($\tau_{max}/T = 0.34$), forte dans le cas quasi-linéaire ($\tau_{max}/T = 0.7$) où τ_{max} est la largeur à mi-hauteur maximale.

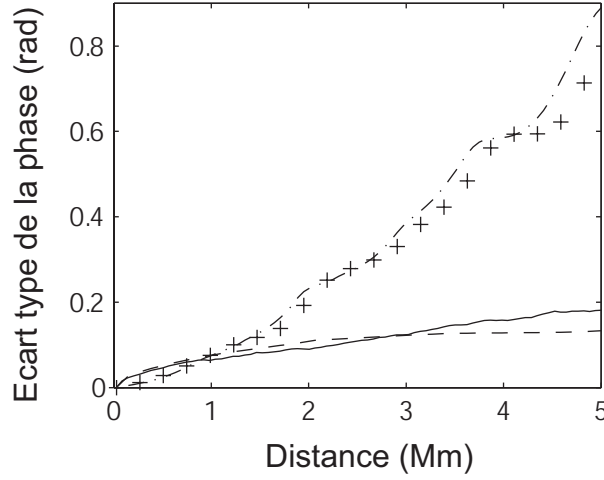


FIG. 2.14 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance, simulation d'un train de 7 impulsions . Système quasi-linéaire : méthode de Monte Carlo (trait plein) et méthode des moments (pointillés). Système soliton en gestion de dispersion : méthode de Monte Carlo (-.) et méthode des moments (croix).*

Pour le soliton, les résultats obtenus sont proches du cas mono-impulsion ce qui confère aux effets intra-canaux un rôle mineur dans la génération de gigue de phase. En revanche, la méthode des moments est ici moins précise mais les résultats obtenus restent acceptables aux vues des nombreuses hypothèses faites dans le modèle.

2.3 Estimation de la gigue de phase d'un soliton dans un lien à dispersion constante : approche perturbative du filtrage glissant

Nous avons précédemment montré le rôle du filtrage fixe dans le contrôle de la stabilité de la phase. Cependant, cette technique ne possède pas que des avantages. Si le bruit hors bande passante est éliminé, il n'en est rien de celui se trouvant dans la bande du filtre. Au contraire, ce dernier est même favorisé. En effet, pour compenser les pertes sur les ailes du spectre du soliton, le gain des amplificateurs est légèrement augmenté de sorte qu'en fin de liaison la dégradation du SNR est très importante. Afin de pallier à cette limitation, l'idée du filtrage glissant a été proposée pour des solitons [91] puis mise en oeuvre expérimentalement [92–94] en vue de réduire la gigue temporelle. L'idée est de décaler légèrement la fréquence centrale des filtres le long de la ligne de transmission. Au cours de sa propagation, le soliton voit sa fréquence centrale suivre celle des filtres, sa nature non-linéaire lui permettant de régénérer la partie filtrée de son spectre. En

même temps, la ligne devient opaque pour le bruit puisque ses composantes fréquentielles évoluent indépendamment les unes des autres et sont donc irrémédiablement atténuées. Dans cette partie, nous étudions l'impact du filtrage glissant sur la gigue de phase dans le cadre de liens solitons en dispersion constante.

2.3.1 Théorie des perturbations appliquée à l'étude des solitons

Nous présentons ici la théorie de perturbation de l'ESNL dont l'étude aboutira dans notre cas au calcul de la gigue de phase d'un lien à dispersion constante dans lequel on réalise un filtrage glissant. De manière plus générale, la théorie des perturbations permet de décrire l'évolution des différents paramètres du soliton en fonction de la distance et de la perturbation appliquée. Une étude détaillée de cette théorie est hors propos dans le cadre de notre étude et le lecteur désirant plus d'informations à ce sujet pourra prendre connaissance de l'article de revue [95]. L'ESNL non perturbée sous sa forme normalisée (1.35) admet des solutions appelées solitons d'ordre 1

$$u_s(z, t) = A \operatorname{sech}[A(t - \alpha)] \cdot e^{i\Phi - i\omega t} \quad (2.46)$$

caractérisées par 4 paramètres : l'amplitude A , la position temporelle α , la pulsation ω et la phase Φ . On voit que l'ESNL ne peut être vérifiée que si A , α , ω et Φ satisfont le système différentiel suivant

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \alpha}{\partial z} = -\omega \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{A^2 - \omega^2}{2} \end{array} \right. \quad (2.47)$$

Autrement dit, il y a couplage des paramètres du soliton lors de sa propagation. Toute action sur l'un d'eux se répercutera sur les autres. Une perturbation ne change pas la nature fondamentale d'un soliton mais modifie ses paramètres et crée une onde dispersive d'énergie appelée continuum. Celui-ci, étudié en détail dans la référence [96], peut interagir avec le soliton et donner des oscillations d'amplitude lors de la propagation. La perturbation est supposée distribuée le long de la ligne si bien que l'on est amené à résoudre l'ESNL perturbée

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u = \epsilon P[u], \quad \epsilon \ll 1. \quad (2.49)$$

où $P[u]$ représente la perturbation supposée faible.

La résolution de ce problème conduit à un système différentiel donnant l'évolution des paramètres du soliton en fonction de z [95, 97] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A}{\partial z} = \text{Im} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon P[u_s] U_A dt \right] \\ \frac{\partial \omega}{\partial z} = \text{Re} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon P[u_s] U_\omega dt \right] \\ \frac{\partial \alpha}{\partial z} = -\omega + \frac{1}{A} \text{Im} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon P[u_s] U_\alpha dt \right] \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \alpha \frac{\partial \omega}{\partial z} + \frac{A^2 - \omega^2}{2} + \frac{1}{A} \text{Re} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon P[u_s] U_\Phi dt \right] \end{array} \right. \quad (2.50)$$

où, u_s^* étant le complexe conjugué de u_s ,

$$U_A = u_s^* \quad (2.51)$$

$$U_\omega = \tanh[A(t - \alpha)] \cdot u_s^* \quad (2.52)$$

$$U_\alpha = (t - \alpha) \cdot u_s^* \quad (2.53)$$

$$U_\Phi = \{1 - A(t - \alpha) \cdot \tanh[A(t - \alpha)]\} \cdot u_s^* \quad (2.54)$$

2.3.2 Application au filtrage glissant

L'approche perturbative du filtrage glissant menée ici dans un lien soliton à dispersion constante nous a permis de calculer la gigue de phase [98]. Le bruit d'émission spontanée au niveau de chaque amplificateur génère un changement des paramètres du soliton. Leurs variances (2.58)–(2.61) sont obtenues en appliquant la théorie des perturbations au bruit se propageant avec le soliton, donc à la même fréquence et au même état de polarisation que celui-ci :

$$\epsilon P[u] = i n(z, t) = i[n_1(z, t) + i n_2(z, t)] e^{i\phi - i\omega t} \quad (2.55)$$

où n_1 et n_2 sont respectivement les composantes en phase et en quadrature du bruit. Elles vérifient [99]

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle n_i(z, t) n_j(z', t') \rangle = \frac{1}{2} n_{sp} F(G) \epsilon_n \delta_{ij} (t - t') \delta(z - z'), \quad i, j=1, 2 \\ \langle n_i(z, t) \rangle = 0 \end{array} \right. \quad (2.56)$$

$$(2.57)$$

où ϵ_n est l'énergie d'un photon exprimée en unités solitons, et $F(G) = \frac{(G-1)^2}{G \ln G}$ un facteur correspondant au rapport entre la puissance crête du soliton en sortie d'un amplificateur et la puissance crête du soliton moyennée sur la distance.

$$\langle \delta A^2 \rangle = A \epsilon_n n_{sp} F(G) \quad (2.58)$$

$$\langle \delta \omega^2 \rangle = \frac{A}{3} \epsilon_n n_{sp} F(G) \quad (2.59)$$

$$\langle \delta \alpha^2 \rangle = \frac{\pi^2}{12A} \epsilon_n n_{sp} F(G) \quad (2.60)$$

$$\langle \delta \phi^2 \rangle = \frac{1}{3A} \left(\frac{\pi^2}{12} + 1 \right) \epsilon_n n_{sp} F(G) . \quad (2.61)$$

Hors amplificateurs, la perturbation s'écrit [88] :

$$\epsilon P[u] = i[\delta u + (3/4)k_f \partial_{tt}^2 u] - \omega'_f t u, \quad (2.62)$$

où δ représente le gain additionnel requis pour compenser les pertes lors du filtrage, k_f la force de filtrage et ω'_f le taux de glissement. Le système (2.50) donne avec cette nouvelle perturbation les équations d'évolution des paramètres. Les filtres guident amplitude et fréquence vers un point fixe $[A = 1, \omega = -\frac{\omega'_f}{k_f} = \Delta]$. En posant

$$\begin{cases} A = 1 + a \\ \omega = -\frac{\omega'_f}{k_f} + d, \end{cases} \quad (2.63)$$

$$(2.64)$$

les variations a et d autour de ce point fixe sont régies par les équations suivantes

$$\begin{bmatrix} a(z) \\ d(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 + t_2 & \sqrt{3/2}(t_1 - t_2) \\ \sqrt{2/3}(t_1 - t_2) & t_1 + t_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ d_0 \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

avec $\gamma_i = k_f(1 \pm |\Delta|\sqrt{6})$, $t_i(z) = \exp(-\gamma_i z)$, a_0 et d_0 étant les valeurs initiales de l'amplitude et de la fréquence. Afin d'avoir une propagation stable, Δ doit être inférieur à $1/\sqrt{6}$.

Cela signifie que pour une force de filtrage déterminée, cette condition impose une borne supérieure à la valeur du taux de glissement ω'_f .

Pour calculer la gigue de phase, nous nous plaçons dans le référentiel où la fréquence du point fixe est nulle. Nous obtenons l'évolution de la position temporelle et de la phase du soliton

$$\begin{cases} \alpha'_z = -d \\ \phi'_z = a + \omega'_f \alpha \end{cases} \quad (2.66)$$

$$(2.67)$$

Tous les paramètres ont une influence sur l'évolution de la phase. Puisqu'amplitude et fréquence sont couplées par les filtres glissants, elles interviennent dans le 1er terme du second membre de l'équation (2.66). La position temporelle modifie la phase via le second terme. Pour une distance z donnée, en tenant compte de toutes les contributions des amplificateurs données par les conditions initiales (2.58)–(2.61), l'évolution des paramètres (2.66) pour des distances telles que $\gamma_2 z \gg 1$ nous donne finalement l'expression de la gigue de phase

$$\langle \delta \phi^2(z) \rangle = \frac{\epsilon_n n_{sp} F(G) z}{3 z_A} \left[A_1 z + A_2 z^2 + A_3 z^3 \right], \quad (2.68)$$

avec

$$\begin{aligned} A_1 &= 3 a_1^2 + 3 a_2^2 + 6 a_1 a_2 + b_1^2 + b_2^2 + 2 b_1 b_2 + 1 + \pi^2/12 \\ A_2 &= 3 a_1 a_3 + 3 a_2 a_3 + b_1 b_3 + b_2 b_3 \\ A_3 &= a_3^2 + b_3^2/3 + \pi^2 w_f'^2/12, \end{aligned} \quad (2.69)$$

et

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{\gamma_1} \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{6}} \frac{\omega_f'}{\gamma_1} \right) & b_1 &= \frac{1}{\gamma_1} \left(\sqrt{\frac{3}{8}} + \frac{\omega_f'}{2\gamma_1} \right) \\ a_2 &= \frac{1}{\gamma_2} \left(\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{6}} \frac{\omega_f'}{\gamma_2} \right) & b_2 &= \frac{1}{\gamma_2} \left(-\sqrt{\frac{3}{8}} + \frac{\omega_f'}{2\gamma_2} \right) \\ a_3 &= \sqrt{\frac{1}{6}} \omega_f' \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1} \right) & b_3 &= -\frac{\omega_f'}{2} \left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_1} \right). \end{aligned} \quad (2.70)$$

Le couplage amplitude-fréquence introduit donc une dépendance en z^3 de la gigue de phase. Pour un filtrage fixe ($\omega_f' = 0$), les termes A_2 et A_3 sont nuls et $A_1 = \frac{3}{k_f^2} + 1 + \frac{\pi^2}{12}$. Nous retrouvons alors les résultats présentés dans [82]. Comme pour la gigue temporelle, le filtrage glissant induit une dégradation de la stabilité de la phase. Donc pour une force de filtrage donné, il existe un compromis entre la réduction du continuum et l'augmentation de la gigue de phase se produisant lorsque le taux de glissement est augmenté. L'équation (2.68) n'est valide qu'en présence d'un faible continuum. Dans le cas contraire, la théorie des perturbations ne prend pas en compte les interactions entre le soliton et la partie radiative.

2.3.3 Simulations numériques

Nous allons ici vérifier la validité de l'approche perturbative en comparant les résultats analytiques obtenus et ceux donnés par la méthode de Monte Carlo. Les paramètres du système étudié sont mentionnés dans le tableau 2.4.

Forme de l'impulsion	sech^2
Largeur de l'impulsion à mi-hauteur (ps)	10
Dispersion de la fibre DSF (ps/nm.km)	0.25
Longueur de la fibre (km)	45
Aire effective de la fibre (μm^2)	50

TAB. 2.4 – Valeurs numériques des paramètres du système étudié

La figure 2.15 représente l'évolution de l'écart type de la phase en fonction de la distance pour deux filtres **fixes** de bande passante 100 GHz ($k_f = 0.33$) et 140 GHz ($k_f = 0.16$). Nous pouvons observer l'explosion de la gigue de phase due à la croissance du continuum autour de 7000 km (respectivement 4500 km) pour le filtre à 140 GHz (respectivement 100 GHz). Comme prévu, le continuum croît d'autant plus vite que la bande passante des filtres est petite puisque le gain additionnel pour compenser les pertes de filtrages est plus élevé.

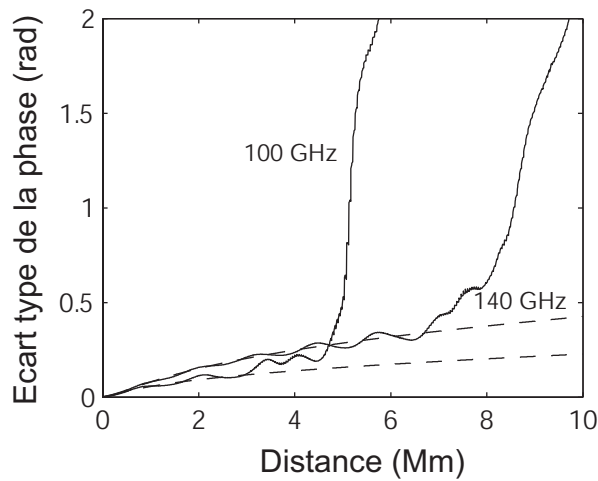


FIG. 2.15 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance pour des filtres **fixes** de bande 100 et 140 GHz. En trait plein les simulations numériques (Monte Carlo), en pointillés la théorie des perturbations.*

La figure 2.16 permet de voir l'influence du taux de glissement pour une série de filtres à 140 GHz. Les deux courbes correspondent aux taux de glissement suivant : 6 GHz/Mm [$\omega'_f = 0.022$, $\Delta = -0.13$] et 12 GHz/Mm [$\omega'_f = 0.043$, $\Delta = -0.26$]. Le continuum est supprimé efficacement dans les deux systèmes puisque l'on ne constate plus d'explosion de la gigue, prédite de manière satisfaisante par la théorie des perturbations. La différence de comportement due au taux de glissement s'explique par l'importance relative des différents

termes de l'équation (2.68). A 6 GHz/Mm, le terme en z^2 est prépondérant sur les autres et impose l'allure linéaire de l'écart type. En revanche, pour le glissement à 12 GHz/Mm, c'est le terme en z^3 qui impose le comportement sur la même plage de distance. Dans ce cas, la gigue de phase est considérablement accrue.

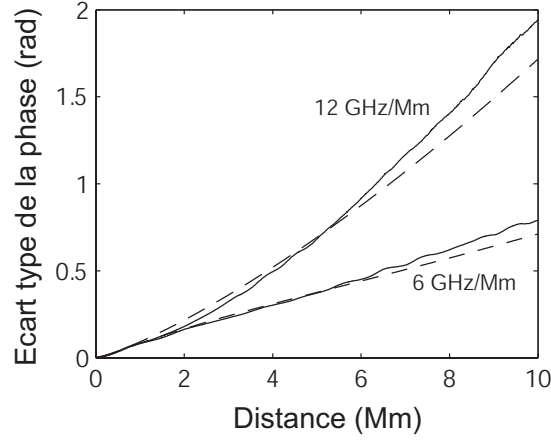


FIG. 2.16 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance pour des filtres de bande 140 GHz et des glissements de 6 et 12 GHz/Mm. En trait plein les simulations numériques (Monte Carlo), en pointillés la théorie des perturbations.*

Nous présentons enfin les paramètres résultant d'un bon compromis entre suppression du continuum et contrôle de la stabilité de la phase sur 10 000 km. Les filtres utilisés ont une bande de 100 GHz et un taux de glissement de 9 GHz/Mm [$\omega'_f = 0.032$, $\Delta = -0.10$].

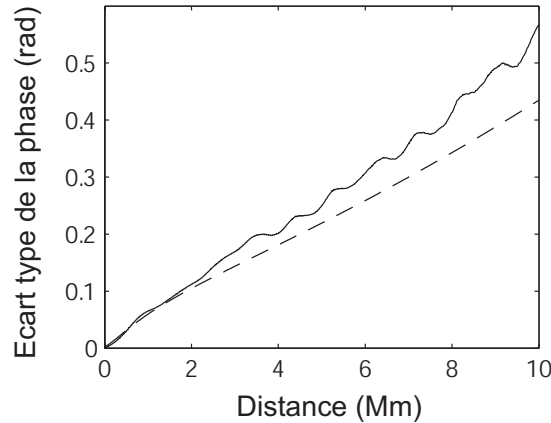


FIG. 2.17 – *Ecart type de la phase en fonction de la distance pour des filtres de bande 100 GHz et un glissement de 9 GHz/Mm. En trait plein les simulations numériques (Monte Carlo), en pointillés la théorie des perturbations.*

2.4 Mise en évidence expérimentale : effet de l'ASE sur une transmission WDM utilisant une modulation de phase

L'évaluation théorique de la gigue de phase est une étape importante dans la prévision des performances d'un système complexe. Dans ce contexte, nous avons pu distinguer diverses contributions à gigue totale et en donner une interprétation physique. Parmi elles, la dispersion chromatique est à l'origine d'un couplage phase-fréquence que le dispositif expérimental suivant se propose de mettre en évidence. Les effets conjugués de l'ASE et de la dispersion chromatique viennent dégrader les performances d'une transmission WDM 10 Gbit/s utilisant une modulation de phase. Les mesures suivantes ont été réalisées sur une ligne déployée (figure 2.18) lors d'un programme d'échange avec le Japon (REES) au sein de la division Lightwave Communications de Mitsubishi.

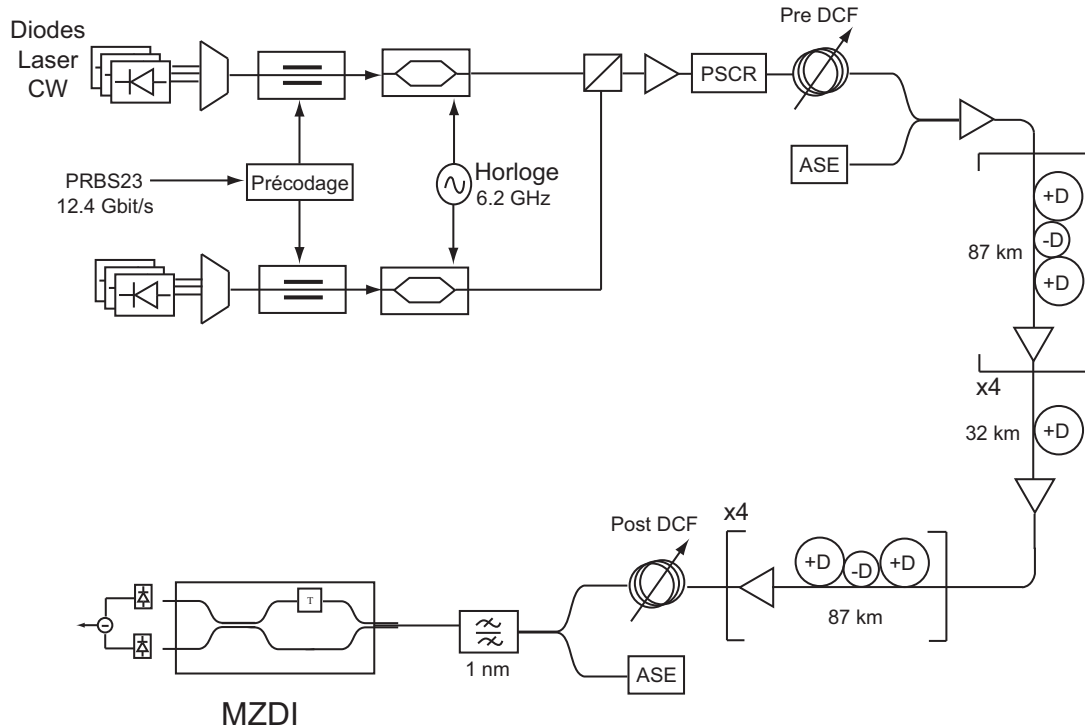


FIG. 2.18 – Dispositif expérimental en configuration CSRZ-DPSK

Les diodes lasers distribuées de 1542.94 à 1550.92 nm sont espacées de 100 GHz. Avant leur multiplexage, les canaux pairs et impairs sont polarisés suivant deux axes orthogonaux de manière à réduire la diaphotie tant linéaire (taux d'extinction non idéal au démultiplexage) que non-linéaire (mélange quatre ondes) [100].

Le signal DPSK est généré par un modulateur de phase auquel on applique la séquence précodée d'une PRBS23 au débit de 12.4 Gbit/s.

Les modulateurs d'intensité, pilotés par le signal d'horloge (signal sinusoïdal d'amplitude $2V_\pi$ à la fréquence de 6.2 GHz), réalisent la sculpture d'impulsions permettant de générer CSRZ-DPSK. Dans le cas de NRZ-DPSK, ils sont remplacés par des atténuateurs optiques.

Largeur de l'impulsion à mi-hauteur (ps)	54 ps
Nombre de canaux WDM	11 (5)
Puissance par canal (dBm/canal)	6.1 (9.5)
Débit (Gbit/s)	12.4
Espacement entre canaux (GHz)	100
Ligne (Fibre UltraWave™ Ocean Fiber IDF/SLA)	
Fibre 1 et 3 (SLA)	
Dispersion (ps/nm.km)	20
Longueur (km)	29
Atténuation (dB/km)	0.2
Aire effective (μm^2)	106
Fibre 2 (IDF)	
Dispersion (ps/nm.km)	-44.5
Longueur (km)	28
Atténuation (dB/km)	0.23
Aire effective (μm^2)	29
Amplificateur	
Gain (dB)	20
Puissance de sortie (dBm)	16.5
NF (dB)	4
Fibre (SLA)	
Dispersion (ps/nm.km)	20
Longueur (km)	32
Atténuation (dB/km)	0.2
Aire effective (μm^2)	106
Amplificateur	
Gain (dB)	8
Puissance de sortie (dBm)	16.5
NF (dB)	4

TAB. 2.5 – Paramètres de la ligne de transmission

Le brouilleur de polarisation (PSCR, *Polarisation Scrambler*) réduit les fluctuations du taux d'erreur binaire dues aux différents pertes et gains dépendant de la polarisation. Une source d'ASE est introduite à l'émission et à la réception de manière à ajuster l'OSNR. Ce dernier est maintenu constant au récepteur. Après les 728 km de transmission (les paramètres de la ligne sont récapitulés dans le tableau 2.5), le signal DPSK est filtré par

un filtre optique dont la bande passante est 1 nm puis démodulé par un démodulateur DPSK. Les signaux des ports constructif et destructif sont détectés par les deux photodiodes du détecteur équilibré.

La figure 2.19 montre les variations du facteur de qualité Q calculé après mesure du BER en fonction de l'OSNR mesuré à l'émission et normalisé dans toute la suite à une bande de 0.1 nm. Pour chacun des deux formats de modulation, on fait varier la puissance en sortie des amplificateurs en changeant le nombre de canaux. Ainsi, les puissances de 6.1 et 9.5 dBm par canal sont obtenues en employant respectivement 11 et 5 canaux.

Dans cette première expérience, la pré-compensation est choisie de manière optimale, soit -160 ps/nm pour les deux formats, et l'on maintient l'OSNR fixe à la réception (15.4 dB pour NRZ, 13.1 dB pour CSRZ DPSK). Dans tous les cas, la transmission est dégradée par l'augmentation du niveau d'ASE. A 6.1 dBm par canal, il n'y a pas de différence évidente entre NRZ DPSK et CSRZ DPSK. Cependant, l'accroissement de la puissance optique à 9.5 dB par canal provoque une chute sensible de Q . Ceci est conforme aux résultats obtenus en simulation au paragraphe précédent : en favorisant la SPM, la gigue de phase non-linéaire devient prépondérante et limite alors les performances du système.

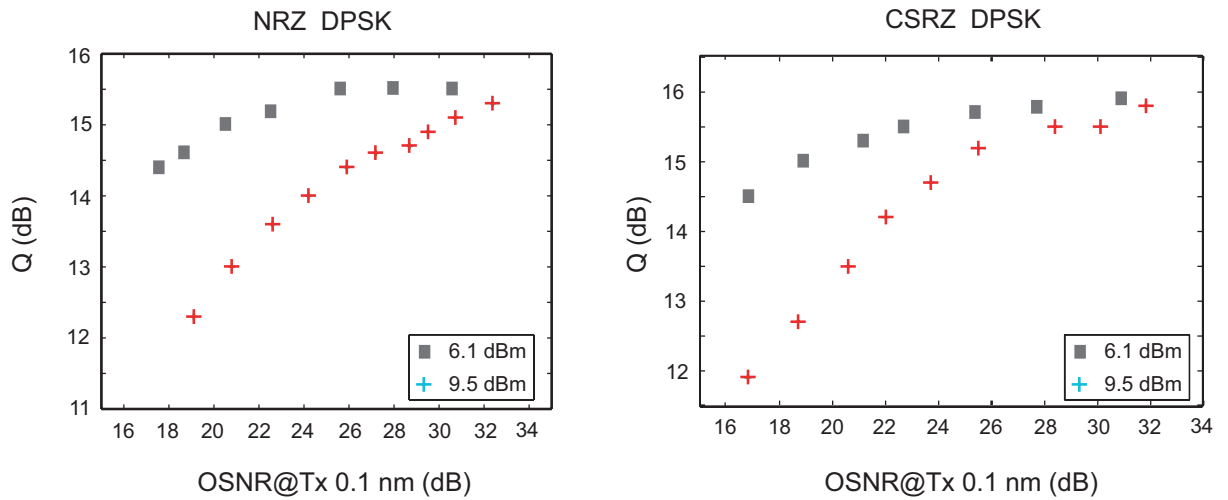


FIG. 2.19 – Facteur de qualité Q représenté en fonction de l'OSNR mesuré à l'émission pour NRZ DPSK et CSRZ DPSK. Les puissances mentionnées en légende sont les valeurs moyennes par canal.

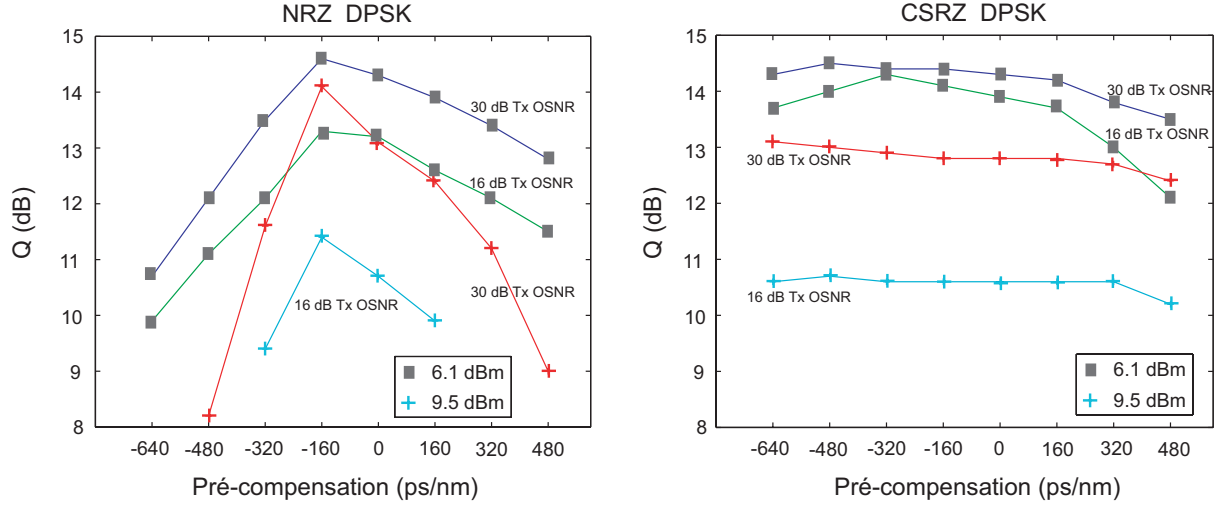


FIG. 2.20 – Facteur de qualité Q mesuré en fonction de la valeur de pré-compensation pour NRZ DPSK et CSRZ DPSK. Les puissances mentionnées en légende sont les valeurs moyennes par canal. Pour chacune d'elles, le niveau d'ASE est réglé de manière à obtenir un OSNR (0.1 nm) de 30 et 16 dB.

L'autre facteur influençant le comportement de la gigue de phase au cours de la propagation est l'interaction du chirp et de la dispersion chromatique représentée par le terme en $\beta_2\phi_2$ dans l'équation (2.15). En effet, la combinaison de la SPM et des distorsions (SPM-GVD, *Self Phase Modulation-Group Velocity Dispersion*) subies par le signal (cartes de dispersion non optimales et donc accumulation de la dispersion) influe sur sa forme temporelle. C'est pourquoi nous faisons maintenant varier la valeur de la pré-compensation et mesurons le facteur de qualité Q . La post-compensation est ajustée de manière à compenser exactement la dispersion accumulée dans la ligne. Les résultats (figure 2.20) montrent l'influence de l'effet Gordon-Mollenauer et SPM-GVD sur les performances de la transmission. Dans le cas de NRZ DPSK, la dégradation de Q est très rapide dès que la valeur de la pré-compensation n'est plus optimale et cette tolérance est encore moins forte quand on augmente la puissance par canal. NRZ DPSK est donc très sensible aux distorsions induites par la pré-compensation et ce indépendamment du fait que l'OSNR est fort ou faible. Dans les mêmes conditions, CSRZ DPSK montre une bonne tolérance sur une plage importante de valeurs de pré-compensation. L'ensemble de ces conclusions sont visibles sur les différents diagrammes de l'oeil présentés sur la figure 2.21 et mesurés pour un OSNR de 28 dB. Sur une ligne horizontale, les distorsions sont dues à la SPM-GVD tandis que sur une verticale, la fermeture de l'oeil est due à la gigue de Gordon-Mollenauer.

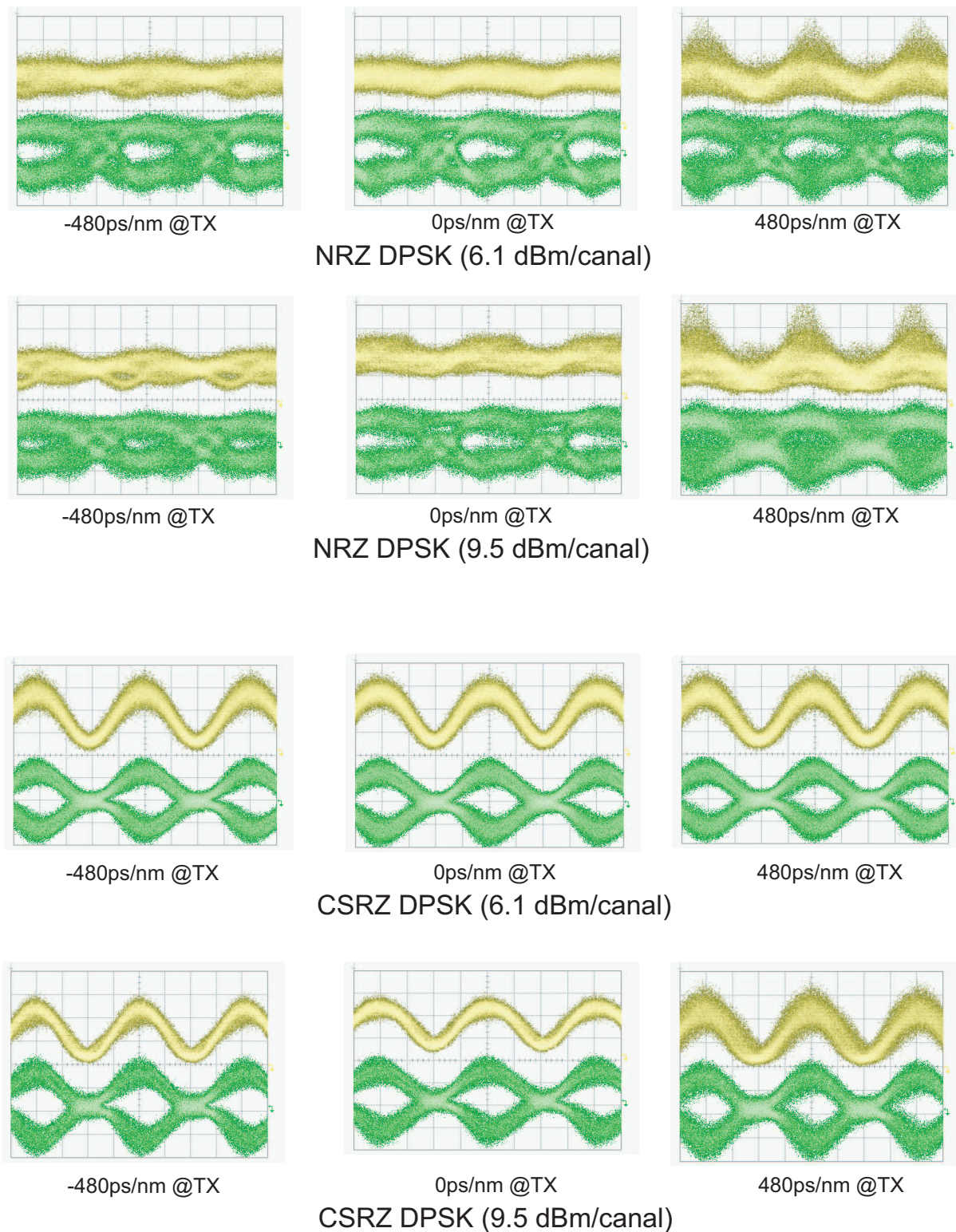


FIG. 2.21 – Diagrammes de l'oeil des modulations NRZ DPSK et CSRZ DPSK lorsque l'on fait varier la valeur de la pré-compensation et la puissance moyenne par canal (6.1 et 9.5 dBm). Les traces supérieures représentent l'oeil avant le démodulateur tandis que les traces inférieures sont prises après la détection équilibrée.

Nous avons donc tenté de cerner dans ce chapitre une des principales limitations des systèmes cohérents : la gigue de phase. Les résultats aussi bien théoriques qu'expérimentaux montrent comment celle-ci affecte les performances d'une transmission. À cette occasion, nous avons pu constater que tous les formats de modulation ne présentent pas les mêmes tolérances à la dispersion comme aux non-linéarités. C'est pourquoi, dans le prochain chapitre, nous proposons puis caractérisons un format original basé sur les modulations de phase et duobinaire.

Chapitre 3

La modulation DPSK duobinaire

La conception de nouveaux systèmes intègre au fur et à mesure les dernières innovations techniques en matière de composants. Si le moindre dB gagné par le facteur de qualité de la transmission est immédiatement exploité, on constate un certain plafonnement des performances atteintes. Au regard de la maturité dont fait preuve le domaine des communications radio-fréquences, il semble que celui des communications optiques soit encore à un stade qui peut largement bénéficier des idées développées et du savoir-faire acquis en RF. Comment ne pas être frappé devant l'efficacité et la complexité des codages employés (40 bit/s/Hz) quand on sait que, commercialement, les systèmes optiques n'exploitent pratiquement que la modulation d'intensité, et encore, sous ses formes les plus simples ? C'est pourquoi l'attention et les efforts de la communauté se sont récemment portés sur des formats de modulation pouvant présenter une alternative sérieuse. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce dernier chapitre puisqu'il fera état de notre première tentative de transposer la classe des formats de modulation de phase continue dans le domaine des télécommunications optiques. Le résultat, appelé modulation DPSK duobinaire, sera présenté dans son principe avant d'être étudié expérimentalement.

3.1 Le signal duobinaire

Le but de ce premier paragraphe est de présenter le signal duobinaire dans un contexte de communications numériques afin de mieux appréhender la problématique qui rend son utilisation intéressante.

3.1.1 Origine

Problématique de l'Interférence entre Symboles

Un modèle simple d'une chaîne de communication en bande de base est représenté sur la figure suivante.

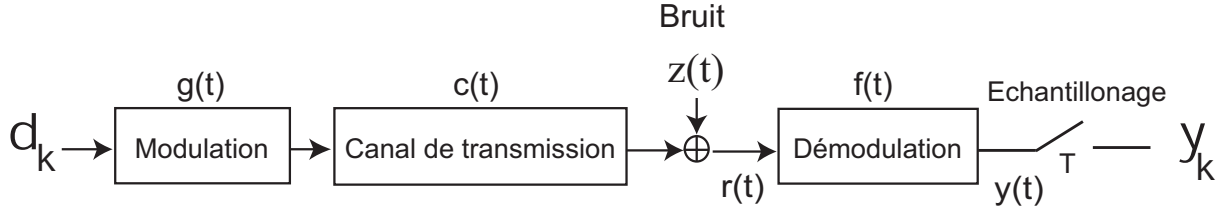


FIG. 3.1 – Schéma général d'un système de communication. $g(t)$, $f(t)$ et $c(t)$ sont les réponses impulsionnelles des filtres de modulation/démodulation et du canal de transmission.

La séquence de données numériques est modulée avant sa propagation dans le canal de transmission puis démodulée avant d'être détectée. Après échantillonnage, la séquence obtenue est soumise à un organe de décision dont le résultat doit être aussi fidèle que possible aux données initiales. En effet, au cours de sa propagation, le signal subit des transformations de natures déterministes (distortions) mais aussi aléatoires puisqu'il est entaché de bruit provenant de sources multiples (bruit des amplificateurs et des composants). En utilisant la description classique des communications numériques [101], la modulation et le canal de transmission sont modélisés par des filtres de réponses impulsionnelles $g(t)$ et $c(t)$. Le bruit $z(t)$ est une réalisation d'un processus aléatoire sur lequel il est nécessaire de faire un certain nombre d'hypothèses. Dans la suite, il sera considéré comme additif, blanc, gaussien et stationnaire centré de densité spectrale de puissance σ_0^2 . En sortie du canal, on obtient donc $r(t)$:

$$r(t) = \sum_{k=0}^{+\infty} d_k h(t - kT) + z(t) \text{ avec } h(t) = g * c(t), \quad (3.1)$$

où $*$ est l'opérateur de convolution. Le récepteur est composé d'un filtre démodulateur de réponse impulsionnelle $f(t)$ à déterminer, d'un échantillonneur actionné aux instants kT et d'un organe de décision concernant la valeur du symbole transmis d_k à l'instant kT . Le signal démodulé s'écrit sous la forme :

$$y(t) = \sum_{k=0}^{+\infty} d_k h * f(t - kT) + z * f(t) = \sum_{k=0}^{+\infty} d_k x(t - kT) + \nu(t), \quad (3.2)$$

et donc à l'instant kT , on peut écrire :

$$y_k = y(kT) = \sum_{n=0}^{+\infty} d_n x_{k-n} + \nu_k = x_0 \left(d_k + \frac{1}{x_0} \sum_{n \geq 0, n \neq k} d_n x_{k-n} \right) + \nu_k \quad (3.3)$$

En normalisant, on obtient la forme suivante qui annonce un problème majeur pour l'organe de décision :

$$y_k = d_k + \sum_{n \geq 0, n \neq k} d_n x_{k-n} + \nu_k \quad (3.4)$$

En effet, si le second terme de la somme appelé interférence entre symboles (IES) est important et ceci indépendamment du bruit qui est une autre cause d'erreur, il vient dramatiquement perturber la décision quant à la nature de d_k . Le critère de Nyquist donne une condition sur $x(t)$ ou son spectre $X(f)$ permettant d'annuler cette interférence entre symbole :

Critère temporel :

$$ISI = 0 \Leftrightarrow \sum_{n \geq 0, n \neq k} d_n x_{k-n} = 0 \Leftrightarrow x(kT) = \begin{cases} 1 & \text{si } k = 0 \\ 0 & \text{si } k \neq 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

Critère fréquentiel :

$$ISI = 0 \Leftrightarrow \sum_{m=-\infty}^{+\infty} X\left(f + \frac{m}{T}\right) = T \quad (3.6)$$

Si l'on suppose que le canal a une bande passante W , alors on peut distinguer 3 cas :

- $\frac{1}{T} > 2W$: Comme $\sum_{m=-\infty}^{+\infty} X\left(f + \frac{m}{T}\right)$ est le spectre périodisé de $X(f)$ sans recouvrement, le critère de Nyquist ne peut être en aucun cas vérifié, donc il n'y a pas moyen d'éviter l'interférence entre symboles

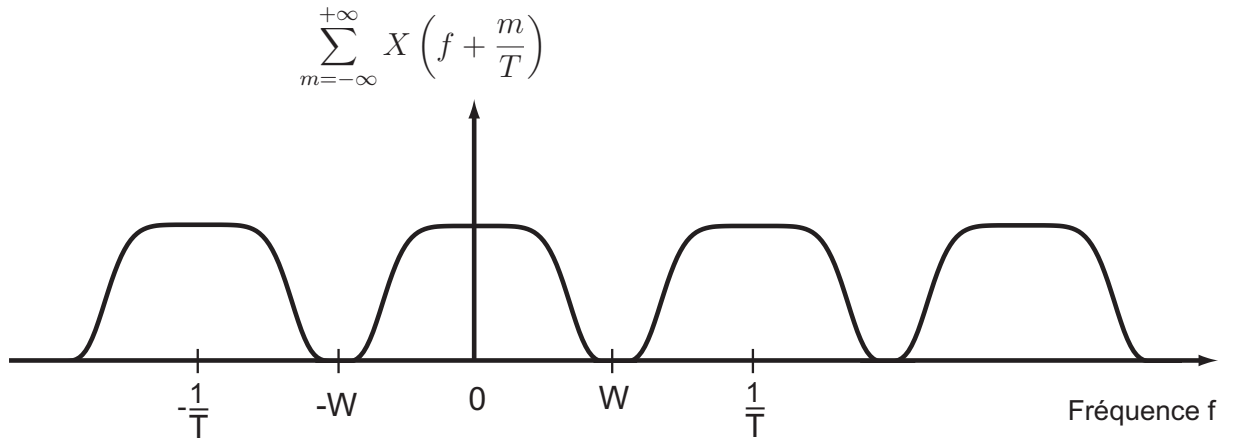


FIG. 3.2 – Représentation de $B(f)$ dans le cas où $f > 2W$.

- $\frac{1}{T} < 2W$: Le recouvrement a lieu et il existe de nombreuses solutions $X(f)$ vérifiant le critère de Nyquist comme

$$X(f) = \begin{cases} T & \text{si } 0 \leq |f| \leq \frac{1-\beta}{2T} \\ \frac{T}{2} \{1 + \cos [\frac{\pi T}{\beta} (|f| - \frac{1-\beta}{2T})]\} & \text{si } \frac{1-\beta}{2T} \leq |f| \leq \frac{1+\beta}{2T} \\ 0 & \text{si } |f| > \frac{1+\beta}{2T} \end{cases} \quad (3.7)$$

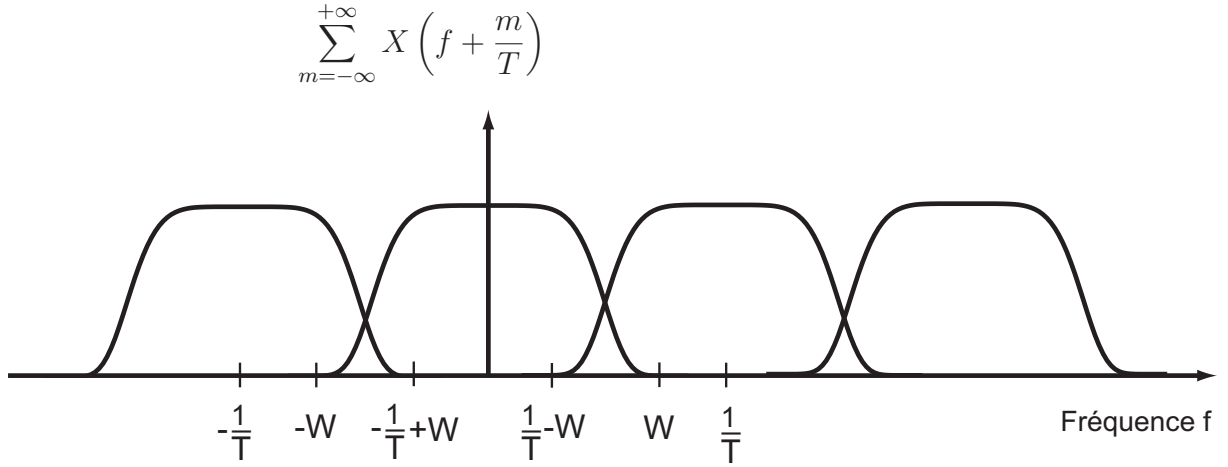


FIG. 3.3 – Représentation de $B(f)$ dans le cas où $f < 2W$.

- $\frac{1}{T} = 2W$: dans ce cas il est clair qu'il n'existe qu'un filtre réalisant le critère. Celui-ci correspond à l'impulsion $\text{sinc}\left(\frac{\pi t}{T}\right)$

Tout ceci veut dire que la plus grande valeur de $\frac{1}{T}$ pour laquelle une transmission sans interférence entre symboles est physiquement possible est $2W$. Souhaitant pourtant transmettre de l'information à des débits élevés, le compromis qui s'impose naturellement est d'autoriser de manière contrôlée l'interférence entre symboles.

On a vu que le critère de Nyquist s'écrit dans le domaine temporel comme suit :

$$x(kT) = \begin{cases} 1 & \text{si } k = 0 \\ 0 & \text{si } k \neq 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

Contrôler l'IES revient donc à autoriser une autre valeur non nulle pour $x(kT)$. On obtient alors toute une classe de filtres physiquement réalisables : les filtres duobinaires. Celui utilisé en télécommunications optiques est :

$$x(kT) = \begin{cases} 1 & \text{si } k = 0; 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.9)$$

De ce fait, le spectre périodisé ne vérifie plus $B(f) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} X\left(f + \frac{m}{T}\right) = T$ mais :

$$B(f) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} X\left(f + \frac{m}{T}\right) = T \cdot (1 + e^{-j2\pi fT}) \quad (3.10)$$

En résolvant cette équation, on obtient à la fréquence de Nyquist :

$$X(f) = \begin{cases} \frac{1}{W} e^{-j\frac{\pi f}{2W}} \cos\left(\frac{\pi f}{2W}\right) & \text{si } |f| < W \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.11)$$

En calculant la transformée de Fourier inverse, on obtient la forme de l'impulsion duobinaire avec laquelle on peut transmettre de l'information à la fréquence de Nyquist en ayant de l'interférence entre symboles mais de manière contrôlée :

$$x(t) = \text{sinc}(2\pi Wt) + \text{sinc}\left(2\pi\left(Wt - \frac{1}{2}\right)\right) \quad (3.12)$$

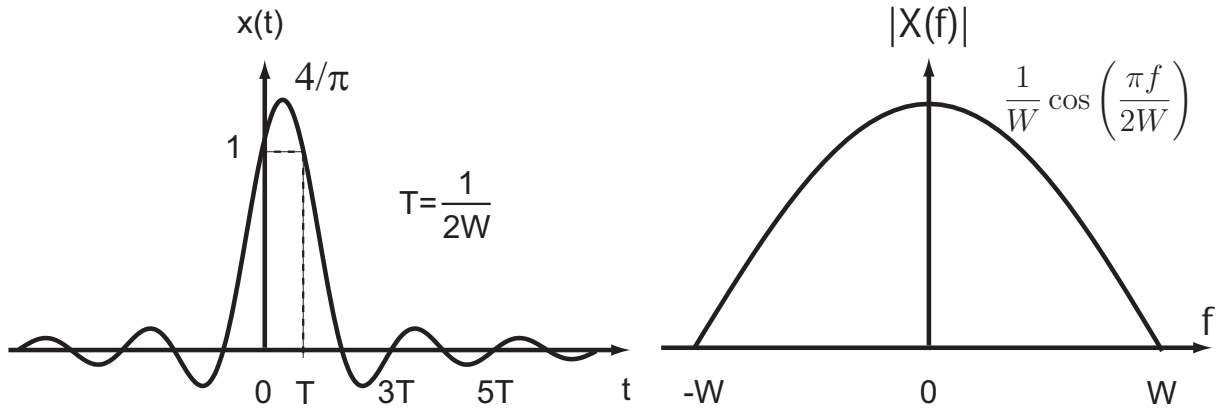


FIG. 3.4 – Impulsion duobinaire $[1,1]$ et son spectre associé.

Supposons maintenant que l'on émette successivement 2 symboles 1 aux instants 0 et T. Du fait de l'IES contrôlée par conception du système de transmission, on va obtenir en réception la superposition des 2 impulsions donnant alors un lobe principal d'amplitude 2.

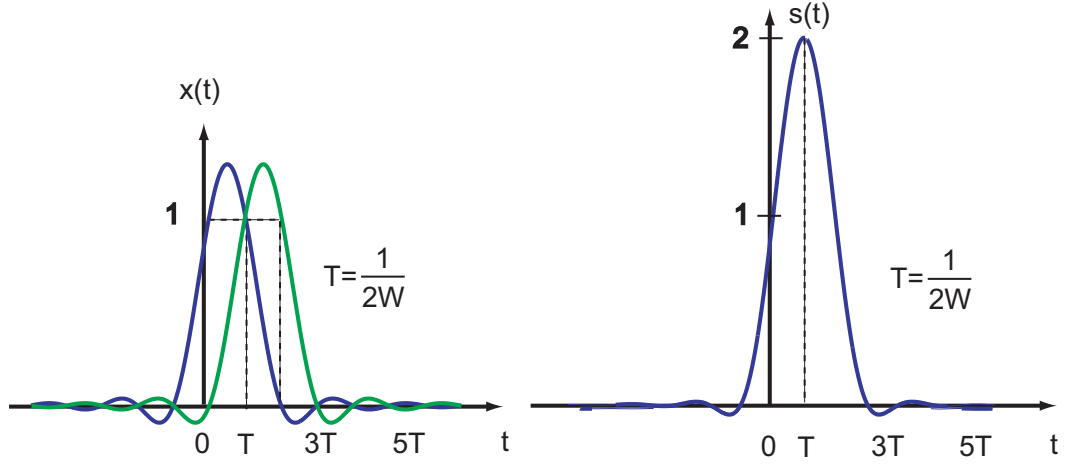


FIG. 3.5 – Impulsions générées successivement aux instants 0 et T et impulsion résultante $s(t)$.

A l'entrée du modulateur, on a $y_k = d_k + d_{k-1} + \nu_k$. En l'absence de bruit, on peut déduire par soustraction la valeur de d_k émise et réitérer l'opération afin d'obtenir le message initial. Cependant, une erreur commise sur un échantillon se propage sur le suivant et ainsi de suite. C'est pourquoi dans la pratique on effectue un précodage différentiel au niveau de l'émetteur plutôt que d'éliminer l'IES par soustraction au récepteur. Le message précodé p_k est obtenu comme suit :

$$p_k = d_k \oplus p_{k-1} \text{ avec } p_0 = 0, \quad (3.13)$$

l'opérateur \oplus désignant l'addition modulo 2. De ce précodage, on déduit la séquence t_k à transmettre.

On peut donc récapituler :

Données émises d_k		1	0	1	1	0	1	0	0	1	0	1
Précodage $p_k = d_k \oplus p_{k-1}$	0	1	1	0	1	1	0	0	0	1	1	0
Données transmises t_k	-1	1	1	-1	1	1	-1	-1	-1	1	1	-1
Symboles reçus $B_k = t_k + t_{k-1}$		0	2	0	0	2	0	-2	-2	0	2	0

Apparaît ainsi un signal B_k à 3 niveaux appelé duobinaire puisque les 3 amplitudes possibles -2, 0 ou 2 ne codent que 2 états binaires initiaux. En effet, on voit facilement que 2 et -2 correspondent à l'émission initiale d'un 0 ($d_k = p_k \oplus p_{k-1}$) alors que le 0 code un 1. A partir du signal reçu à l'entrée du démodulateur, on déduit donc que :

$$d_k = \frac{1}{2}B_k \oplus 1. \quad (3.14)$$

Intuitivement, l'intérêt d'un tel signal est assez facile à entrevoir. Dans le cas d'une trame (0,1,0), le codage duobinaire donnera (-2,0,2), donc globalement une transition moins abrupte au niveau du filtrage. Dans le domaine de Fourier, cela se traduira par un spectre moins étendu et donc particulièrement intéressant dans le cadre des limites imposées par les systèmes WDM. C'est ce que l'on se propose de quantifier dans la partie suivante.

Etude spectrale du signal duobinaire

L'objet de ce paragraphe est de caractériser de manière plus précise les avantages de la modulation duobinaire dans le domaine spectral. Soit le signal duobinaire

$$x_{duo}(t) = \sum_k d_k h(t - kT). \quad (3.15)$$

généralisé par le filtrage de la séquence de données binaires $(d_k)_k$ de moyenne μ_k et de fonction d'autocorrélation

$$R_{d_k}(m) = \frac{1}{2} E[d_n^* d_{n+m}]. \quad (3.16)$$

Pour évaluer la qualité de la modulation, on calcule le spectre du signal modulé

$$x(t) = \text{Re} \left[x_{duo}(t) \cdot e^{j2\pi f_0 t} \right] \quad (3.17)$$

où $f_0(t)$ est la fréquence de la porteuse. Pour un signal stationnaire au sens large (WSS, *Wide Sense Stationary*), il s'agit donc de calculer la fonction d'auto-corrélation $R_{x_{duo}}$ de x_{duo} afin d'exprimer son spectre $S_{x_b}(f)$ par transformation de Fourier, puis de déduire du calcul précédent la densité spectrale de puissance $S_x(f)$ du signal modulé en utilisant les relations suivantes :

$$R_x(\tau) = \frac{1}{2} \text{Re} \left[R_{x_{duo}}(\tau) \cdot e^{j2\pi f_0 \tau} \right] \quad (3.18)$$

$$S_x(f) = \frac{1}{4} S_{x_{duo}}(f - f_0) + \frac{1}{4} S_{x_{duo}}(-f - f_0). \quad (3.19)$$

Comme développés dans [101], les calculs montrent que, si $(d_k)_k$ est WSS, $x_{duo}(t)$ ne l'est pas car $R_{x_{duo}}(t, s)$ n'est pas fonction de la variable $(t - s)$. Physiquement, cela se comprend puisqu'à chaque instant nT où l'on génère un nouveau symbole binaire d_k , on particularise ce moment ce qui ne peut en aucun cas garantir le fait que $R_{x_{duo}}(t, s)$ soit indépendante de l'origine des temps, condition nécessaire à sa stationnarité au sens large. Cependant, si toutes les réalisations prises en compte pour l'évaluation des moments statistiques sont synchrones (symboles émis tous les kT), on peut remarquer que $x_{duo}(t)$ est un signal aléatoire possédant une moyenne et une fonction d'autocorrélation périodiques :

$$\begin{cases} R_{x_{duo}}(t, s) = R_{x_{duo}}(t + T, s + T) \\ E[x_{duo}(t)] = E[x_{duo}(t + T)] \end{cases} \quad (3.20)$$

Il est alors qualifié de cyclo-stationnaire ou périodiquement WSS. Sa densité spectrale de puissance est calculée à partir de sa fonction d'autocorrélation $R_{x_{duo}}(t, t + \tau)$ moyennée sur une période T :

$$\hat{R}_{x_{duo}}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} R_{x_{duo}}(t, t + \tau) dt = \frac{1}{T} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} R_{d_k}(m) \int_{-\infty}^{+\infty} h^*(t) h(t + \tau) dt, \quad (3.21)$$

La transformée de Fourier de la relation (3.21) donne l'expression de la densité spectrale de puissance moyenne de $x_{duo}(t)$ sous la forme :

$$\hat{S}_{x_{duo}}(f) = \frac{1}{T} |H(f)|^2 S_{d_k}(f) \quad (3.22)$$

où $S_{d_k}(f)$ est la densité spectrale de puissance de la séquence de données binaires. Cette dernière relation montre comment les caractéristiques spectrales du signal duobinaire dépendent de l'impulsion h et de la corrélation des données d_k . Ainsi, pour un filtre duobinaire de réponse impulsionnelle

$$h(t) = \text{sinc}(2\pi Wt) + \text{sinc}(2\pi(Wt - \frac{1}{2})) \quad (3.23)$$

soit dans le domaine spectral

$$H(f) = \frac{1}{W} e^{-j\frac{\pi f}{2W}} \cdot \cos(\frac{\pi f}{2W}) \text{rect}_{[-W;W]} \quad (3.24)$$

on obtient sous l'hypothèse d'un bruit blanc gaussien de moyenne nulle et de densité spectrale de puissance σ^2 pour la séquence de données

$$\hat{S}_{x_{duo}}(f) = 4T\sigma^2 \cos^2(\pi fT), \quad |f| < \frac{1}{2T}. \quad (3.25)$$

Dans les mêmes conditions, les modulations NRZ et RZ donnent

$$S_{NRZ}(f) = \sigma^2 A^2 T \operatorname{sinc}^2(\pi f T) , |f| < \frac{1}{2T}. \quad (3.26)$$

$$S_{RZ}(f) = \alpha^2 \sigma^2 A^2 T \operatorname{sinc}^2(\alpha \pi f T) , |f| < \frac{1}{2T} \quad (3.27)$$

et sont représentées figure 3.6. La modulation duobinaire permet donc une compression spectrale d'un facteur 2 par rapport à NRZ, ce qui en fait un candidat intéressant pour les communications optiques WDM . En particulier, elle montre une plus grande tolérance à la dispersion chromatique. De nombreuses expériences font état des progrès significatifs réalisés pour des transmissions WDM denses et longues [102–105].

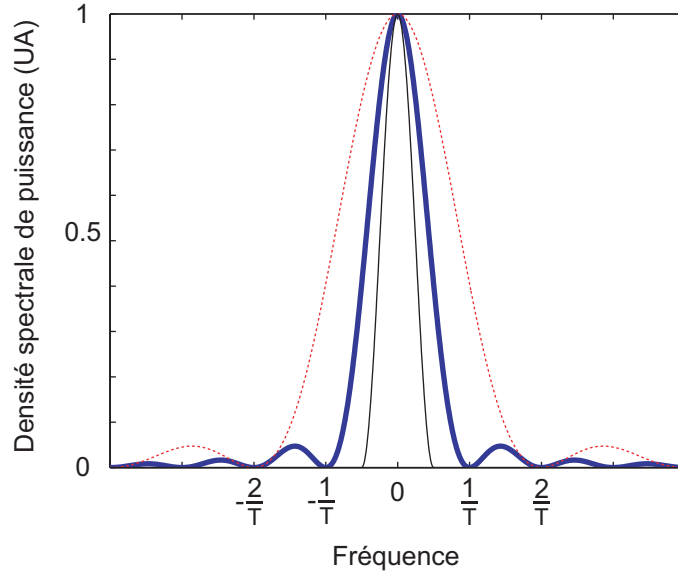


FIG. 3.6 – Densités spectrales de puissances des modulations NRZ (trait gras), RZ (pointillés) et duobinaire (trait plein).

3.1.2 Filtres duobinaires : simulations

D'un point de vue pratique, il existe plusieurs techniques de production d'un signal duobinaire électrique. Si l'étape de précodage est identique dans tous les dispositifs, il n'en est pas de même pour celle de filtrage car plusieurs choix sont possibles pour approcher le filtre duobinaire idéal. En effet, ce dernier ayant une fonction de transfert en cosinus, il ne montre pas de coupure très marquée et est donc relativement simple à réaliser. La figure 3.7 montre ainsi les deux méthodes de génération du signal duobinaire électrique. Elles ne diffèrent que dans la réalisation des 3 niveaux logiques (0,1,2) puisque a) les réalise grâce à un codeur suivi d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure à $B/2$ (Delay and Add Filter pour retard/sommation puis filtrage) alors que b) n'utilise qu'un filtre mais plus étroit.

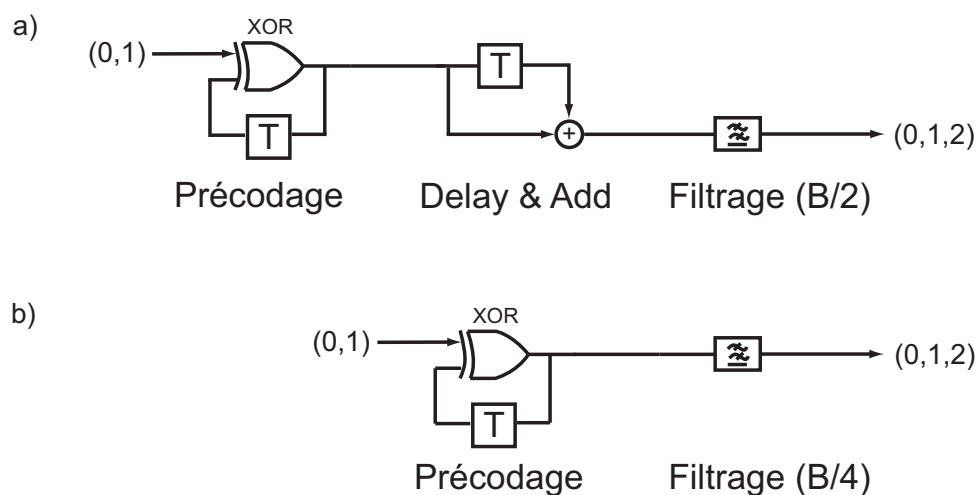


FIG. 3.7 – Techniques de génération du signal duobinaire électrique : a) méthode dite de Delay and Add Filter, b) méthode de filtrage.

Les résultats de simulations présentés figure 3.8 montrent l'influence du type de filtre sur la forme temporelle du signal duobinaire généré à partir de la séquence de données précodée. On remarque que, si les différents signaux prennent exactement la même valeur aux instants d'échantillonnage, leurs évolutions sont légèrement différentes. Le filtre de Bessel utilisé dans les expériences présentées ci-après produit des variations d'amplitude plus grandes que le filtre idéal particulièrement visible sur la séquence 1-1 du 4^{ème} temps bit. En pratique, nous serons donc conduits à optimiser les différents paramètres pour maximiser l'ouverture de l'oeil.

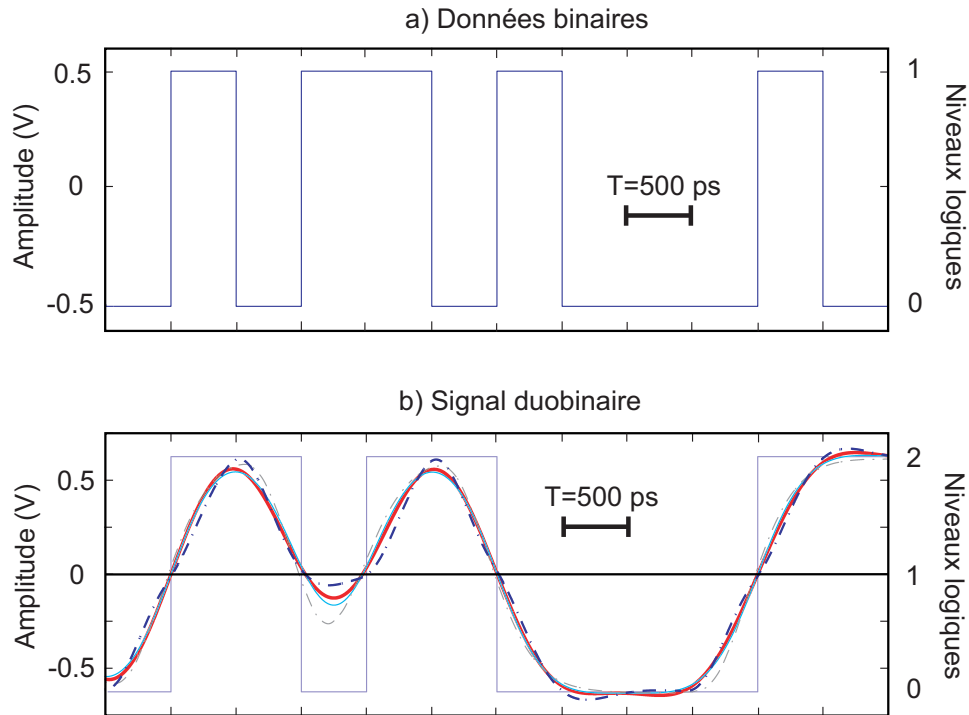


FIG. 3.8 – *Filtre idéal (trait gras), Butterworth (trait plein), "Delay and add + filter" (trait gras pointillé), Bessel expérimental (trait plein pointillé).*

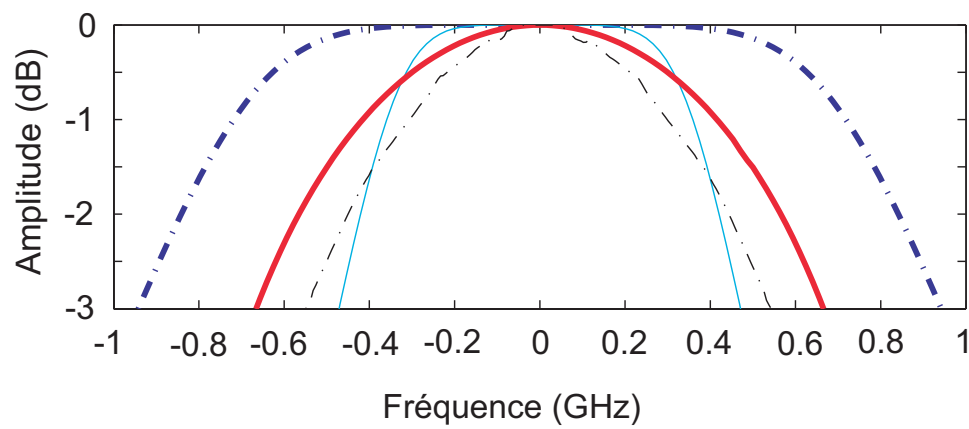


FIG. 3.9 – *Diagrammes de Bode en amplitude des différents filtres duobinaires. Filtre idéal (trait gras), Butterworth (trait plein), "Delay and add + filter" (trait gras pointillé), Bessel expérimental (trait plein pointillé).*

3.2 Réalisation de la modulation DPSK duobinaire

Dans cette partie, nous proposons un format de modulation appelé DPSK duobinaire. Avant une étude plus détaillée au débit standard des communications optiques de 10 Gbit/s, sa réalisation expérimentale est démontrée à 2 Gbit/s [106].

3.2.1 Principe de codage

Dans un contexte de modulation d'intensité, la modulation duobinaire s'est révélée être un format de choix. Grâce à une occupation spectrale réduite (figure 3.6), elle montre une meilleure tolérance à la dispersion chromatique que ses homologues RZ et NRZ [102]. Cet avantage peut être exploité

- sur des réseaux métropolitains pour des liens de plus de 40 km de SMF sans compensation de dispersion.
- sur des liens WDM longues distances dans lesquels la dispersion résiduelle accumulée par les canaux subissant la pente de la dispersion n'est alors plus nécessairement contrôlée.

Outre l'intérêt suscité par des formats montrant une grande efficacité spectrale [41, 107], les dernières années ont vu l'intérêt pour la modulation de phase renaître de manière spectaculaire [39, 40, 108]. Pourtant développés dans les années 1980 pour améliorer les performances en termes de rapport signal sur bruit à la réception, les systèmes cohérents — qui utilisent la phase optique pour coder l'information — ont longtemps été occultés par l'avènement en 1990 des amplificateurs optiques dont l'utilisation avant détection permet d'augmenter la puissance du signal par rapport au bruit de la photodiode. Cependant, la modulation de phase possède des avantages remarquables sur la modulation d'intensité dans des systèmes WDM : une meilleure résistance aux effets non-linéaires dus au canal de transmission, une plus grande tolérance au filtrage ainsi qu'un gain de 3 dB en sensibilité à la réception avec l'utilisation d'une détection équilibrée. Dans ce contexte, les signaux OOK ont pourtant toujours été utilisés comme signaux modulateurs. Ces derniers introduisent des transitions temporelles abruptes qui se traduisent dans le domaine fréquentiel par la présence de lobes secondaires limitant l'efficacité spectrale de la modulation. Dans le domaine des radios-fréquences, les formats de modulation de phase continue CPM (*Continuous Phase Modulation*) ont déjà fait leurs preuves en montrant un meilleur comportement face à ce problème [109]. Nous présentons donc ici la première implémentation en optique d'un format CPM à réponse partielle utilisant un signal modulant duobinaire.

Le tableau 3.1 montre un exemple pratique de modulation DSPK duobinaire. Comme tout format basé sur une modulation différentielle de la phase, la séquence de données $s_{\text{données}}[k]$ doit être précodée. Cette opération logique ou-exclusif (*xor*) donne une première séquence précodée

$$p_1[k] = s_{\text{données}}[k] \oplus p_1[k-1].$$

Comme le signal duobinaire est généré de la même manière que pour une modulation en intensité, un second précodage est nécessaire. La séquence $p_2[k]$ alors obtenue est soumise à un filtre de Bessel passe-bas du 5^{ème} ordre de fréquence de coupure $0,28 \times R$ où R est le débit de la transmission. Les données binaires précodées $p_2[k]$ sont donc transformées en signal duobinaire $s_{\text{duo}}[k]$ à 3 niveaux de la même manière que dans [102] : $s_{\text{duo}}[k] = p_2[k] + p_2[k-1]$. D'un point de vu codage de l'information, si l'on passe de 2 à 3 niveaux, on peut remarquer que la transformation qui associe les séquences $p_1[k]$ et $s_{\text{duo}}[k]$ est surjective puisque chaque 1 de $p_1[k]$ est associé à un 1 de $s_{\text{duo}}[k]$, chaque 0 indifféremment à 0 ou 2 selon la mémoire introduite par le filtrage. Ainsi les niveaux duobinaires 0 et 2 codent pour le même bit d'information initial, l'avantage étant la possibilité d'avoir des transitions (0-1-2) moins abruptes que les transitions binaires (0-1-0), ce qui supprime les lobes secondaires. Quand le signal duobinaire d'amplitude $2V_\pi$ est appliqué au modulateur de phase, la phase optique varie continûment entre les valeurs 0, π et 2π . Comme pour son homologue en intensité, les niveaux logiques ne sont bien définis qu'au centre du temps bit, de larges oscillations se produisant entre deux instants d'échantillonnages successifs. Permettre ces oscillations est à l'origine même de l'occupation spectrale réduite de ce format.

Données : $s_{\text{données}}[k]$		x	x	1	1	1	0	1	1
Précodages différentiels									
DPSK	$p_1[k] = s_{\text{données}}[k] \oplus p_1[k-1]$	x	0	1	0	1	1	0	1
	$p_1[k]$								
Duobinaire	$p_2[k] = p_1[k] \oplus p_2[k-1]$	0	0	1	1	0	1	1	0
	$p_2[k]$								
Signal duobinaire modulant									
	$s_{\text{duo}}[k] = p_2[k] + p_2[k-1]$	0	0	1	2	1	1	2	1
	$s_{\text{duo}}[k]$								
MZDI									
Bras constructif	$s_{\text{mzdi}}^c[k]$	0	1	0	0	0	1	0	0
Bras destructif	$s_{\text{mzdi}}^d[k]$	1	0	1	1	1	0	1	1

TAB. 3.1 – La modulation DPSK duobinaire par l'exemple

Comme la photodétection n'est pas sensible à la phase, la démodulation se fait avec un interféromètre de Mach-Zenhder déséquilibré (MZDI). Le retard introduit correspond au temps bit T ce qui permet de faire une interférence entre 2 bits successifs. Le démodulateur effectue un \overline{xor} (respectivement xor) à son port constructif (respectivement destructif). Du fait de la propriété existant entre les séquences $p_1[k]$ et $s_{duo}[k]$, du précodage ou-exclusif $p_1[k]$ des données $s_{données}[k]$, il est clair qu'en supprimant les 2 premiers bits de la séquence en sortie de MZDI dus aux 2 précodages, on récupère $\overline{s_{données}[k]}$ (respectivement $s_{données}[k]$) au port constructif (respectivement destructif) du MZDI.

3.2.2 Caractérisation expérimentale du filtre duobinaire

Les filtres duobinaires expérimentaux utilisés dans la suite sont des filtres Picosecond Pulse Labs de Bessel passe-bas du 5^{ème} ordre avec une fréquence de coupure à -3 dB valant 542 MHz (respectivement 2.69 GHz) selon que le débit de la transmission est 2 Gbit/s (respectivement 10 Gbit/s). Leurs caractéristiques fréquentielles sont mesurées à l'aide d'un analyseur vectoriel de réseau et présentées figure 3.10.

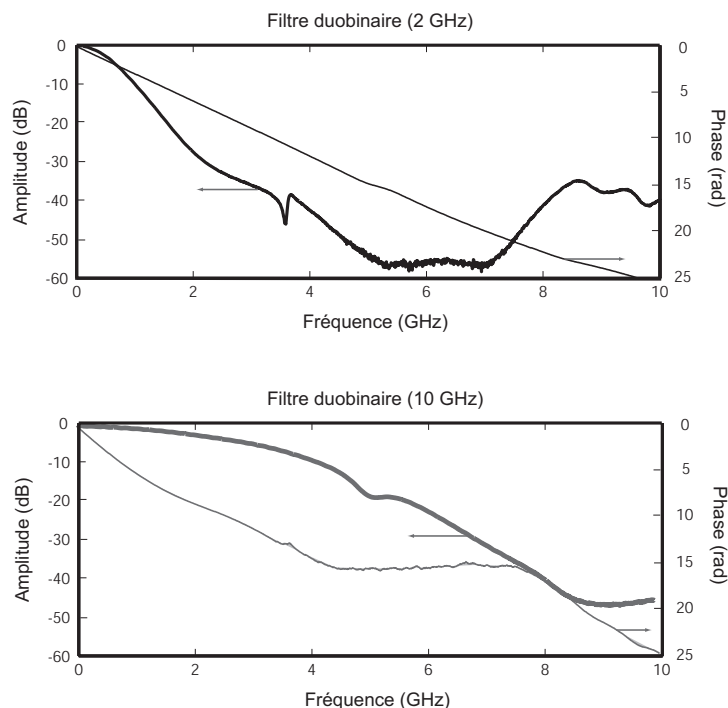


FIG. 3.10 – Diagrammes de Bode des filtres duobinaires à 2 Gbit/s et 10 Gbit/s.

3.2.3 Dispositif expérimental : vérification à 2 Gbit/s avec un démodulateur fibré

Après avoir expliqué le principe de la modulation/démodulation DPSK duobinaire, nous rendons compte de sa première réalisation à 2 Gbit/s, débit alors imposé par le BERT (Anritsu MP1632). Nous effectuons par la même occasion une comparaison avec NRZ DPSK afin de vérifier les tendances obtenues en simulation pour le spectre optique. Le dispositif expérimental issu de la méthode de codage précédemment décrite est récapitulé à la figure 3.11. La sortie d'une source laser continue est modulée par un modulateur de phase 10 Gbit/s ayant un V_π de 5,8V. Le train de données qui lui est appliqué au débit de 2 Gbit/s est, soit d'amplitude V_π pour la modulation DPSK, soit $2V_\pi$ pour la modulation DPSK duobinaire.

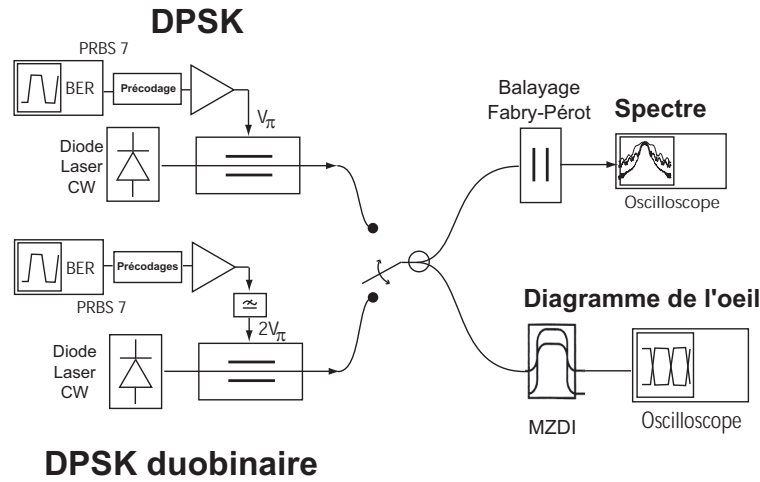


FIG. 3.11 – Dispositif expérimental utilisé pour générer les modulations DPSK et DPSK duobinaire.

Le démodulateur fibré est fabriqué à partir de 2 coupleurs placés dans une enceinte isotherme (figure 3.12). Pour cette série de mesures, la phase est contrôlée à l'aide de deux paramètres :

- Comme dans la version commercialisée du démodulateur DPSK à 10 Gbit/s, l'un des bras est placé entre deux plaques conductrices de chaleur (1) et régulées en température (2) par un pelletier.
- La température du bras régulée, on peut ajuster la longueur d'onde de la diode laser Tunics+ sur laquelle le contrôle de la longueur d'onde au picomètre permet de changer la condition d'interférence.

Une fois réglé, le système est suffisamment stable pour faire des mesures significatives. La dérive est plus rapide pour la modulation duobinaire (environ 90 min) que pour NRZ-DPSK (plus de 2h).

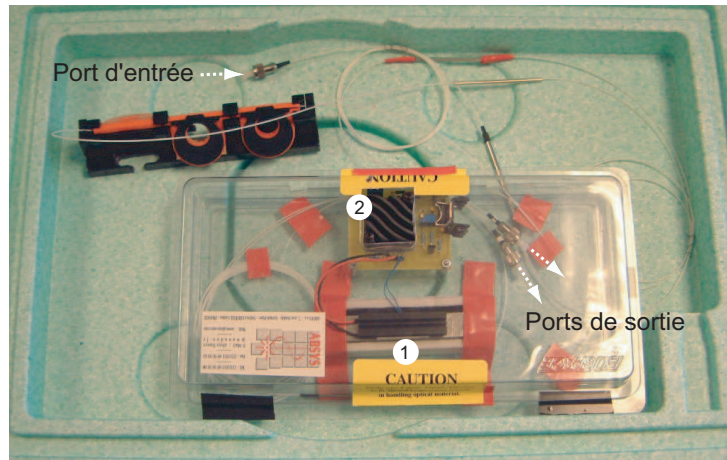
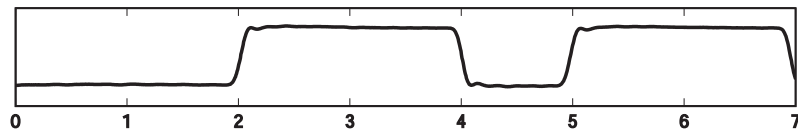
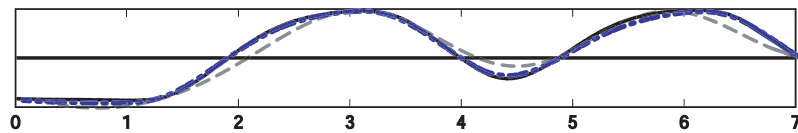


FIG. 3.12 – Démodulateur DPSK fibré.

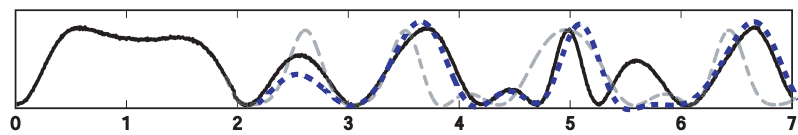
Données binaires précodées: $p_2(t)$



Signal duobinaire : $s_{duo}(t)$



MZDI : - port constructif : $s_{mzdi}^c(t)$



- port destructif : $s_{mzdi}^d(t)$

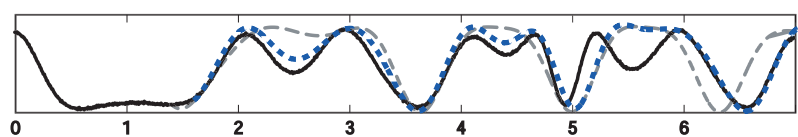


FIG. 3.13 – Signaux en divers points du dispositif. Pointillés gras : simulations avec le filtre duobinaire expérimental, pointillés normal : simulations avec le filtre duobinaire idéal, trait plein : traces expérimentales.

La figure 3.13 montre signaux électriques et optiques en différents points du système pour la séquence de données du tableau 3.1. Les traits pleins correspondent aux traces expérimentales tandis que les courbes en pointillés représentent les résultats de simulations obtenus avec le filtre duobinaire expérimental (gras) et idéal (transparent). A cette occasion, on peut voir comment les imperfections du démodulateur viennent modifier la forme des signaux finalement obtenus après détection directe, même si les valeurs logiques aux instants d'échantillonnage sont les mêmes. Comme pour une modulation DPSK conventionnelle, une détection équilibrée peut être utilisée pour augmenter la sensibilité de 3 dB. Elle sera implémentée dans la série de caractérisation à 10 Gbit/s.

La figure 3.14 montre les diagrammes de l'oeil obtenus à la sortie du port constructif du MZDI en simulation comme en mesures réelles. Les larges oscillations entre les instants d'échantillonnage sont clairement observées pour le cas duobinaire contrairement au cas DPSK où les transitions entre deux bits successifs sont brusques. Ceci s'explique par l'utilisation d'un modulateur de phase ayant une bande passante finie ne produisant donc pas exactement des sauts de phase de π comme le ferait un modulateur d'intensité [108]. L'asymétrie observée au niveau logique 0 du DPSK duobinaire n'est pas apparente au niveau de la simulation, elle est donc due aux différentes imperfections du dispositif expérimental.

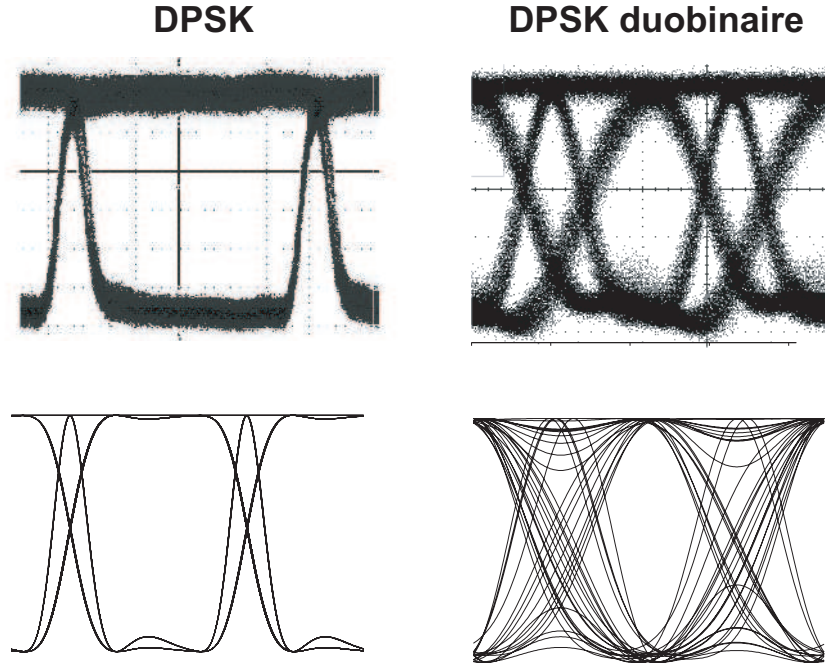


FIG. 3.14 – Diagrammes de l'oeil mesurés/simulés en sortie du port constructif du démodulateur pour les modulations DPSK et DPSK duobinaire.

3.2.4 Spectre optique et sensibilité : mesures et comparaison avec NRZ-DPSK

Une technique de balayage utilisant un interféromètre de Fabry-Pérot permet de mesurer les spectres optiques à l'émission. Les résultats expérimentaux sont présentés figure 3.15 relativement à une fréquence normalisée par le débit de la transmission.

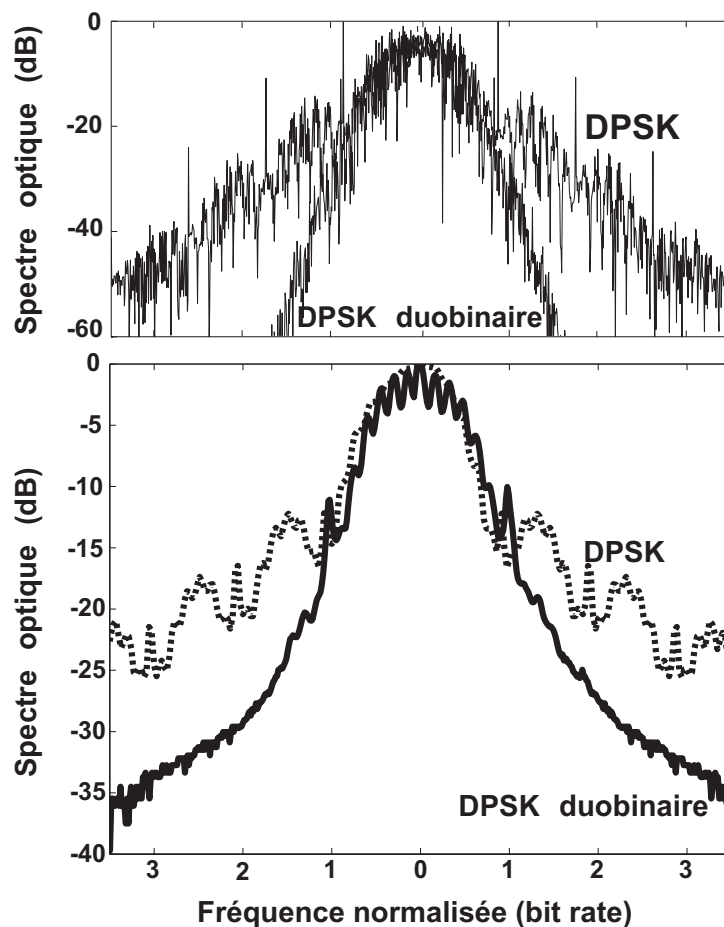


FIG. 3.15 – Spectres optiques mesurés/simulés des modulations DPSK et DPSK duobinaire.

Les spectres simulés sont calculés à partir d'une séquence pseudo-aléatoire de longueur $2^7 - 1$ bits (PRBS, *Pseudo Random Bit Sequence*). On observe clairement la supériorité du DPSK duobinaire sur son homologue conventionnel en terme d'occupation de bande. Bien que les lobes centraux soient de largeurs similaires, le spectre du DPSK duobinaire ne montre pas de lobes secondaires, ce qui nous permet d'anticiper une meilleure tolérance au filtrage. En effet, dans un système WDM, le signal optique est généralement pré-filtré avant transmission par un phasar (AWG, *Arrayed Waveguide Grating*).

L'information contenue dans le lobe principal étant plus importante dans le cas de la modulation DPSK duobinaire, le signal sera moins dégradé après filtrage que pour le DPSK. D'autre part, si aucun pré-filtrage n'est utilisé, cette meilleure occupation spectrale (réduction d'un facteur 2 si l'on utilise le critère de bande à 20 dB) résulte habituellement en une meilleure tolérance à la dispersion.

Enfin, en insérant un atténuateur optique variable entre émetteur et détecteur d'erreur, nous avons mesuré la sensibilité des deux formats, soit le taux d'erreur binaire en fonction de la puissance optique à la réception pour laquelle un filtre électrique passe-bas de fréquence de coupure 2.6 GHz a été utilisé. En régime de bruit thermique, les résultats de la figure 3.16 montrent une perte de sensibilité de 3.5 dB pour le DPSK duobinaire. Cette perte est attribuée à la fermeture de l'oeil due aux oscillations entre les instants d'échantillonnage mais aussi aux imperfections du MZDI et du filtre duobinaire. Dans un contexte de modulation d'intensité, une telle perte avait déjà été mentionnée et évaluée autour de 3 dB dans la comparaison des modulations PSBT (§1.3.1) et NRZ [110].

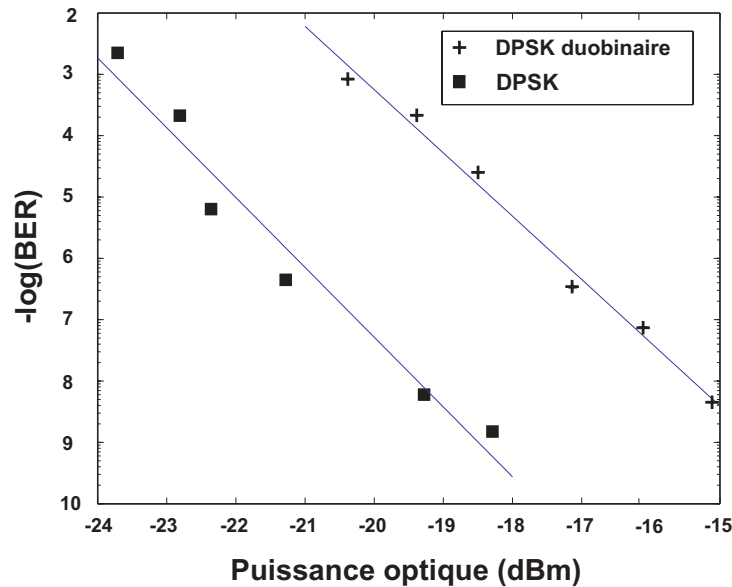


FIG. 3.16 – Courbes de sensibilité des modulations DPSK et DPSK duobinaire en direct.

3.3 Le DPSK Duobinaire dans la jungle des formats de modulation : étude d'une transmission à 10 Gbit/s

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté l'implémentation optique d'un format de modulation de phase continue, DPSK duobinaire, qui réduit de manière substantielle l'occupation spectrale en comparaison d'un format DPSK classique. L'objet de cette partie est donc de vérifier les propriétés supposées de la modulation duobinaire dans une transmission à 10 Gbit/s utilisant une boucle à recirculation.

3.3.1 Spectre optique

A ce débit, les spectres optiques ne sont plus mesurés comme précédemment par une technique utilisant un interféromètre de Fabry-Pérot (§3.2.4), mais directement à l'analyseur de spectre (APEX AP2040A) à une résolution de 100 MHz. La modulation DPSK est générée par les deux méthodes décrites à la figure 1.25. Si l'on note des différences entre les deux spectres DPSK, cela ne vient en aucune façon changer les conclusions que l'on avait tirées à 2 Gbit/s quant à l'occupation spectrale réduite du DPSK duobinaire : les lobes secondaires sont supprimés.

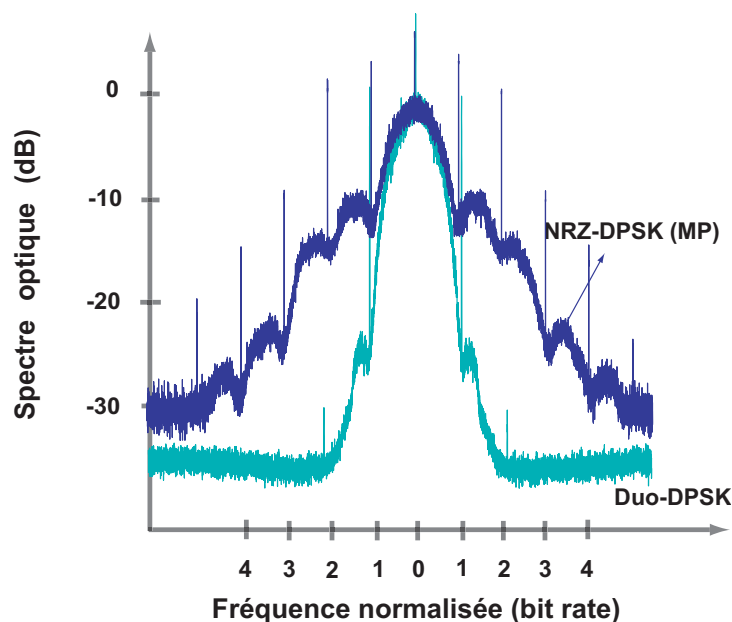


FIG. 3.17 – Spectres optiques mesurés des modulations DPSK (MP : modulateur de phase, MZM : modulateur de Mach-Zenhder) et DPSK duobinaire.

3.3.2 Résistance à la transmission : dispersion/non-linéarité

Tolérance à la dispersion : Les résultats de simulations et les mesures préliminaires associées à 2 Gbit/s (figure 3.15) montrent l'occupation spectrale réduite de la modulation DPSK duobinaire comparée à celle de son homologue NRZ-DPSK. Un tel comportement spectral est synonyme d'une meilleure tolérance à la dispersion, ce qui semble être confirmé par les simulations numériques pour un débit de 10 Gbit/s (figure 3.18). Si l'oeil DPSK est initialement plus ouvert, la tendance s'inverse largement en faveur de la modulation DPSK duobinaire après 40 km de propagation dans la SMF.

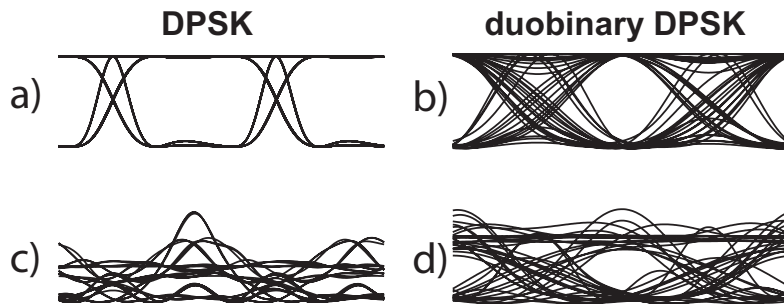
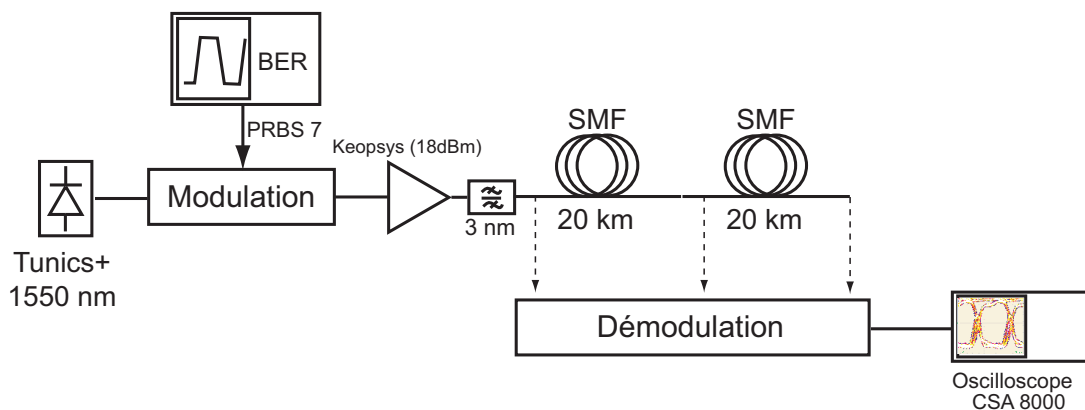
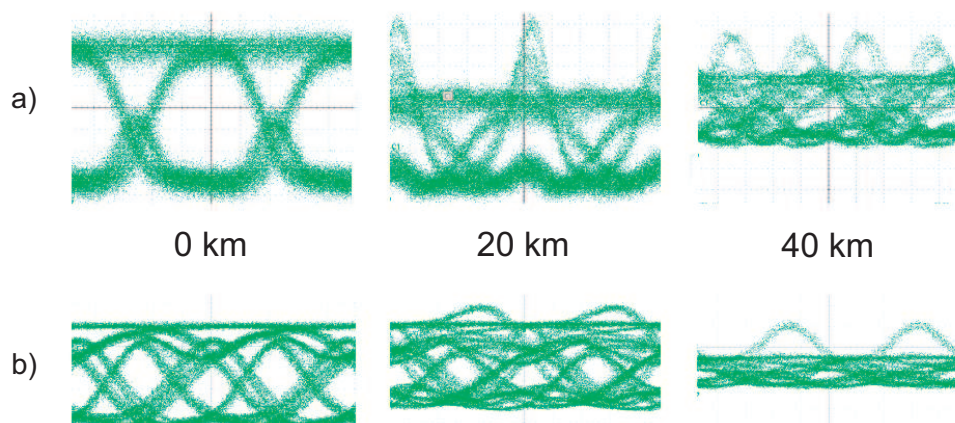


FIG. 3.18 – *Tolérance à la dispersion (simulations numériques).*

Le dispositif expérimental de la figure 3.19 a été réalisé pour mesurer la dégradation du diagramme de l'oeil au cours de la propagation dans les deux bobines de SMF. L'acquisition d'un testeur de taux d'erreur binaire à 10 Gbit/s, d'un démodulateur DPSK et d'un détecteur équilibré large bande nous a permis de nous placer dans des conditions similaires aux lignes de transmission déployées dans lesquelles les effets comme la dispersion deviennent rapidement observables. En effet, le tableau 1.2 montre qu'à 2 Gbit/s, s'il nous a été bien entendu possible de vérifier le principe de la modulation/démodulation DPSK duobinaire, nous n'aurions pas observé le même impact de la dispersion sur une distance aussi courte. A 10 Gbit/s, les déformations temporelles des signaux DPSK et DPSK duobinaire sont observées successivement à 0, 20 et 40 km et représentées figure 3.20.

FIG. 3.19 – *Tolérance à la dispersion.*FIG. 3.20 – *Tolérance à la dispersion : a) NRZ-DPSK b) DPSK duobinaire.*

Les conclusions que l'on peut maintenant tirer de ces mesures sont en accord avec les simulations. Bien que pour des raisons d'échelle il ne soit pas flagrant que l'oeil DPSK duobinaire soit vraiment plus ouvert à 40 km, le calcul de sa fermeture telle qu'elle est définie au chapitre 1 (équation (1.47)) nous permet de quantifier cette tolérance à la dispersion. Les résultats, figure 3.21, montrent l'inversion de la tendance initiale pour que finalement l'ouverture du DPSK duobinaire soit environ 1.2 dB plus grande que son homologue DPSK après 40 km de propagation. Ce gain présente un intérêt non négligeable puisqu'il peut être mis immédiatement à profit dans l'optimisation d'une ligne de transmission. Ce format permet, à performances égales, d'augmenter la distance entre amplificateurs et de réduire les coûts.

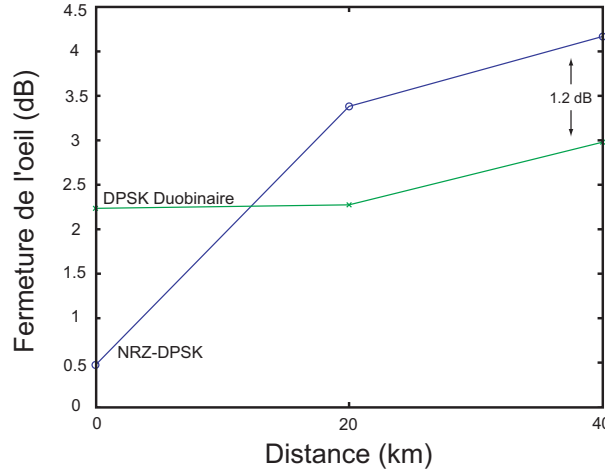


FIG. 3.21 – *Fermeture de l'oeil (dB) en fonction de la distance de SMF parcourue pour les formats NRZ-DPSK et DPSK duobinaire.*

Tolérance à la non-linéarité :

L'idée est de dégrader l'OSNR à l'émission en introduisant artificiellement du bruit puis de mesurer son impact sur les performances après transmission. Après plusieurs essais, nous avons retenu le dispositif expérimental qui exacerbe le plus les effets non-linéaires (figure 3.22) :

- La propagation s'effectue d'abord dans 1 km de fibre hautement non-linéaire (HNLF, *Highly NonLinear Fiber*, $\gamma = 13W^{-1}km^{-1}$, $\lambda_{ZD} = 1550$ nm) puis dans 20 km de DSF ($\gamma = 2W^{-1}km^{-1}$, $\lambda_{ZD} = 1553$ nm).
- Afin de comparer équitablement tous les formats de modulation générés, la puissance moyenne injectée dans la ligne $P_{in}(moy)$ quand la source ASE est au préalable coupée est de 10.4 dBm. Dans ces conditions, nous relevons la puissance crête du spectre mesuré à une résolution de 0.07 nm puis normalisé à 0.1 nm. Dans la suite, les gains des deux amplificateurs en ligne sont ajustés de manière à ce que cette valeur reste constante. Si l'on ne prend pas plus de précautions que cela, l'ASE injecté au signal vient rapidement saturer les amplificateurs et provoque une chute du gain. Le signal étant moins amplifié, on n'observe alors plus la même quantité d'effet non-linéaire.

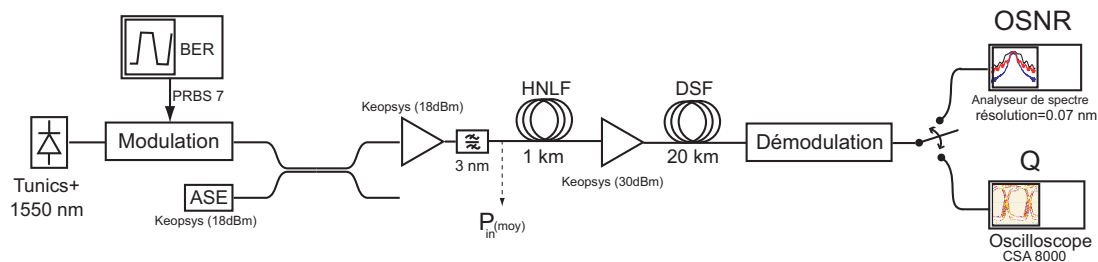


FIG. 3.22 – Tolérance à la non-linéarité.

Pour mesurer la résistance des différents formats de modulation après transmission et démodulation, la mesure absolue reste le taux d'erreur binaire. Cependant, deux difficultés expérimentales nous ont contraints d'adopter la mesure du facteur de qualité Q comme critère de performance. Tout d'abord, notre BERT (Yokogawa) n'a jamais pu synchroniser à 10 Gb/s les séquences de données émises et reçues pour la modulation DPSK duobinaire et ce même sans propagation. Ce problème ne nous a pas trop surpris puisqu'au débit de 2 Gb/s, le BERT (Anritsu MP1632A) ne synchronise pas en mode automatique. Seul un réglage manuel (phase et seuil de décision) permettait de faire une mesure correcte. Lorsque l'on représente les courbes de niveau du BER en fonction du seuil de décision et de la phase (figure 3.23), on s'aperçoit que la modulation DPSK duobinaire requiert un soin particulier étant donné la plus faible plage de paramètres autorisée pour atteindre un certain BER.

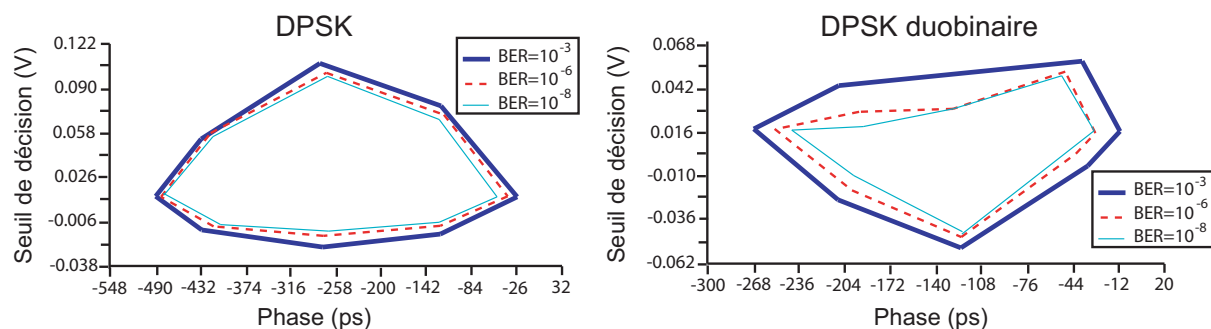


FIG. 3.23 – Courbes de niveau du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision et de la phase.

Le BERT 10 Gbit/s ne permettant aucun réglage manuel, nous ne pouvions donc faire la mesure du BER pour le seul format de modulation qui nécessitait d'être comparé aux autres. Enfin, suite à un problème, nous n'avons plus disposé du détecteur équilibré pour mesurer le taux d'erreur. C'est pourquoi nous avons opté pour la mesure du facteur de qualité Q défini chapitre 1 (relation (1.48)). Pour chaque format de modulation, les moyennes (μ_1 , μ_0) et variances (σ_1 , σ_0) sont mesurées à partir du diagramme de l'oeil sur une fenêtre temporelle de 20 ps à l'aide de la fonction histogramme du CSA8000. Les facteurs de qualité linéaires ainsi calculés au fur et à mesure que l'on dégrade l'OSNR sont tracés (figure 3.24) selon le type de modulation. Sous les hypothèses IMDD classiques et d'une statistique de bruit gaussienne, le BER est relié au facteur de qualité linéaire Q par :

$$BER(Q) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \text{ où } \operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} e^{-\alpha^2} d\alpha. \quad (3.28)$$

Cette relation n'est donc pas strictement valable pour les formats DPSK mais donne une idée grossière des taux d'erreur atteints. Un BER de 10^{-9} est alors obtenu pour un facteur de qualité Q de 6 si bien que la majorité des mesures prises se situe à des BER beaucoup plus faibles et non entre 10^{-3} et 10^{-9} . Sans pour autant véritablement être dans des conditions réalistes de transmission, le dispositif expérimental mis en place nous permet de mettre en évidence des tendances quant à la résistance aux effets non-linéaires plus qu'une véritable caractérisation.

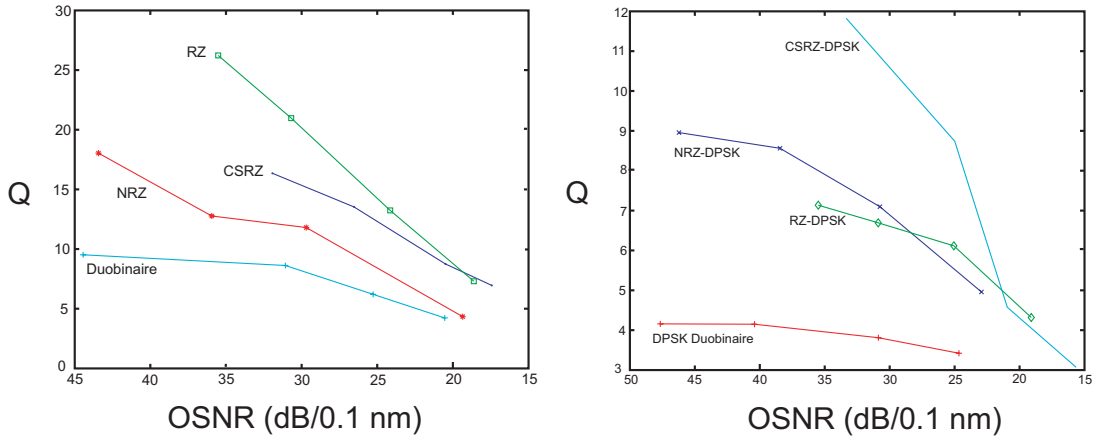


FIG. 3.24 – Tolérance à la non-linéarité.

Pour la modulation d'intensité, les tendances qui se dégagent des relevés expérimentaux semblent être en accord avec ce que l'on trouve dans la littérature. Les formats RZ montrent une meilleure tolérance que NRZ ou duobinaire bien qu'a priori leur niveau de SPM soit plus important, puisqu'à puissance moyenne égale, leur puissance crête est

plus élevée que les formats NRZ [111]. Cependant, le signal RZ est constitué d'un train d'impulsions dont la forme est indépendante de la séquence de données émise, ce qui la rend robuste aux distorsions dues à la SPM contrairement au signal NRZ correspondant. Dans le cas de CSRZ, il a été montré [112, 113] que la non-linéarité est principalement due au mélange quatre ondes intra-canal (IFWM, *Intra Four Wave Mixing*) [114]. En ce qui concerne la modulation de phase, la tendance semble être la même, bien que les écarts entre valeurs de Q soient beaucoup plus faibles sauf pour le DPSK duobinaire.

3.3.3 Sensibilité

De même manière qu'au paragraphe 3.2.4, nous avons réitéré les mesures de sensibilité sur divers formats de modulation. Mis à part le débit, le seul changement dans le dispositif expérimental vient du fait que seuls les facteurs de qualité linéaires Q sont mesurés. Le signal n'est pas filtré dans le domaine électrique comme il l'était précédemment avant d'être soumis au détecteur d'erreur. Les résultats de la figure 3.25 montrent les différents comportements observés en régime de bruit thermique. Pour avoir en tête un

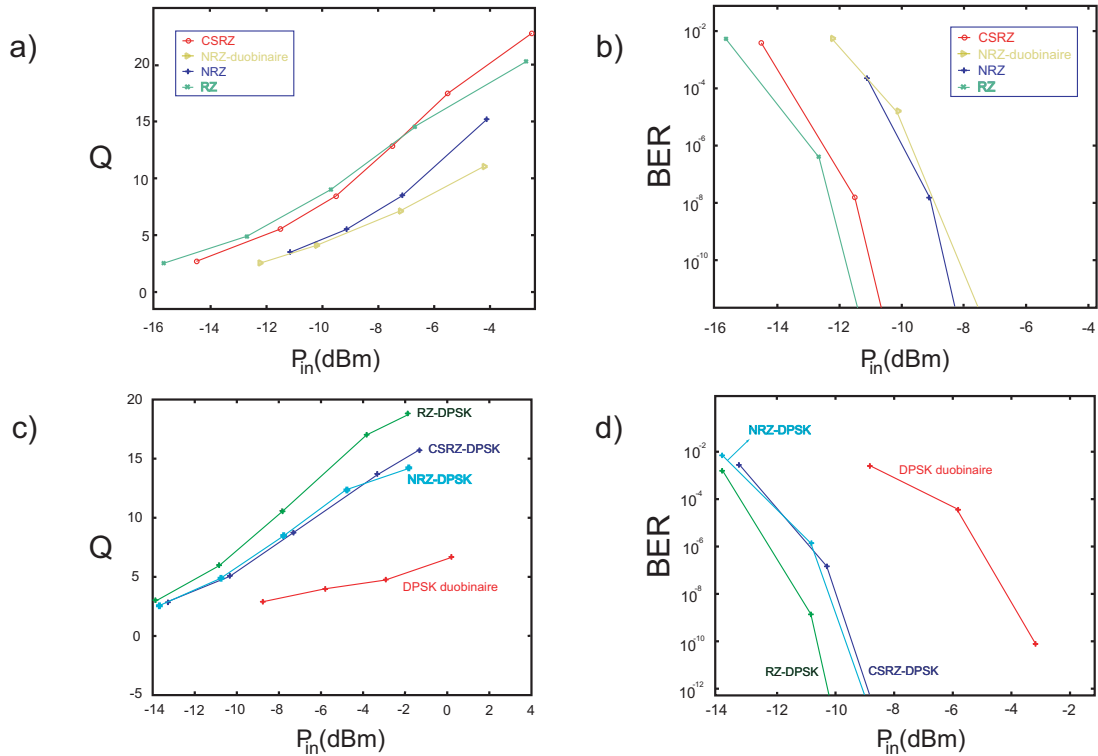


FIG. 3.25 – Sensibilité : a)-b) modulation d'intensité (NRZ, RZ, CSRZ et duobinaire), c)-d) modulation de phase (NRZ-DPSK, RZ-DPSK, CSRZ-DPSK et DPSK duobinaire).

ordre de grandeur des BER, on utilise la relation BER- Q (3.28) avec les mêmes précautions qu'auparavant. On peut constater en général la plus grande sensibilité des formats

RZ sur leurs homologues NRZ puisqu'à puissance moyenne égale, leur puissance crête est plus élevée [115–117]. Cet avantage peut alors être mis à profit en diminuant la puissance moyenne transmise ou en augmentant la distance de propagation pour un même taux d'erreur à la réception [118]. Cette différence semble moins grande pour une modulation de phase. En ce qui concerne la modulation DPSK duobinaire, l'écart ici observé avec NRZ-DPSK est bien plus élevé qu'à 2 Gb/s. Outre un œil un peu plus fermé à 10 Gb/s — ce qui tend certainement à baisser la valeur de Q — nous devons rester prudent dans nos conclusions et se rappeler qu'elles sont sujettes à la validité de la relation BER- Q , qui n'est pas valable pour la modulation DPSK duobinaire et qui est plus que discutable pour DPSK.

3.3.4 Boucle à recirculation

Dans cette partie, nous étudions le comportement de la modulation DPSK duobinaire dans une transmission plus proche de la réalité dans le sens où tous les effets précédemment cités (dispersion, non-linéarité, bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques) vont interagir en même temps sur des distances plus grandes. Une fois décrit le dispositif expérimental, nous présenterons les résultats obtenus pour les divers formats de modulation générés.

Boucle à recirculation : principe

Comme en laboratoire nous ne disposons pas suffisamment de fibre pour couvrir de grandes distances, nous avons mis en oeuvre une boucle à recirculation [40, 119]. En contrôlant le passage de la lumière dans celle-ci pendant une durée déterminée, nous simulons une propagation sur une distance totale de $N \times L$ km où N est le nombre de tours effectués dans la boucle et L sa longueur.

Le dispositif expérimental (figure 3.26) est divisé en 3 parties bien distinctes :

- la génération/modulation des données. Dans la suite, nous nous sommes restreint aux formats NRZ (le plus répandu), RZ (la première alternative commerciale au premier), DPSK (le premier format utilisant une modulation de phase) et bien sûr Duo-DPSK.
- la boucle à recirculation pour laquelle on utilise un coupleur équilibré comme entrée et sortie. Elle se constitue d'une bobine de 20 km de SMF, d'une bobine de 4 km de DCF pour compenser la dispersion et d'un amplificateur optique suivi d'un filtre optique accordable (0.25 nm).

Comme les données sont émises en permanence, le remplissage de la boucle est contrôlé par un premier commutateur acousto-optique (AO d'émission). Le second,

placé dans la boucle, permet le nettoyage de son contenu avant l'initialisation d'un nouveau cycle (AO de vidage).

- la démodulation/détection des données. Le signal issu de chaque tour de boucle est démodulé pour être ensuite analysé. Après détection, la discrimination entre les différents tours se fait de manière temporelle. Le générateur de fonctions, synchronisé par la commande des acousto-optiques, pilote le gated trigger de l'oscilloscope, nous permettant d'obtenir le diagramme de l'oeil d'un tour déterminé. La porte que l'on applique rend actif ou inactif la fonction de déclenchement de l'oscilloscope (Infiniium 86100B) et correspond donc à la fenêtre temporelle d'observation du signal optique.

La figure 3.27 présente plusieurs captures d'écran de l'oscilloscope de contrôle de la boucle. Les deux premières images sont produites alors que le gain de l'amplificateur de la boucle ne compense pas exactement ses pertes. La succession des rectangles d'amplitudes décroissantes (voie X) représente donc la puissance détectée lors des différents tours entre deux émissions.

Le réglage du retard de la porte (voie Y) permet la sélection d'un tour particulier, le 2^{ème} et 5^{ème} dans le cas des figures 3.27 a et 3.27 b. Cette dernière montre aussi que l'équivalence entre une ligne déployée et une boucle à recirculation n'est pas totale. En effet, les fluctuations de gain de l'amplificateur optique se produisent sur une échelle de temps comparable à celui d'un tour de propagation ($116.9 \mu s$).

C'est pourquoi il est impératif de remplir la boucle au maximum sans quoi des phénomènes d'oscillations de gain apparaissent. En optimisant les réglages et en compensant exactement les pertes, on obtient un réglage optimal de la boucle (figure 3.27 c).

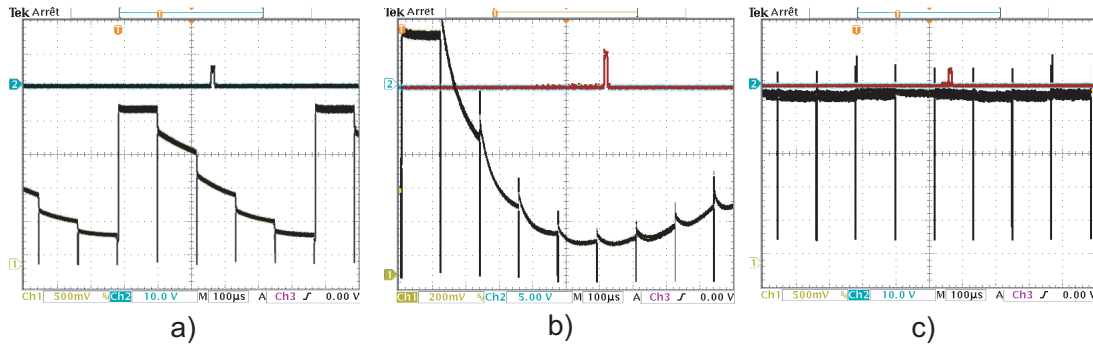


FIG. 3.27 – Contrôle de la boucle à recirculation.

- 1 Testeur du taux d'erreur binaire Yokogawa (10 Gbit/s)
- 2 Amplificateurs RF SHF (gain 18 dB, bande à 3 dB de 26 GHz) des données et de l'horloge du sculpteur d'impulsion
- 3 et 4 sont respectivement les modulateurs de phase (données) et d'intensité (sculpture d'impulsion)
- 5 Synthétiseur dont la sortie à 10 GHz fixe l'horloge du BER (10G external clock in) et pilote le modulateur d'intensité pour la sculpture d'impulsion
- 6 Source laser continue accordable (Tunics+, $\lambda = 1550$ nm)
- 7 8 Booster Keopsys associé à un filtre optique (Dicon 3 nm) pour diminuer le bruit d'émission spontanée injecté dans la boucle
- 9 Alimentation des amplificateurs RF (bas) et bias du modulateur d'intensité (haut)

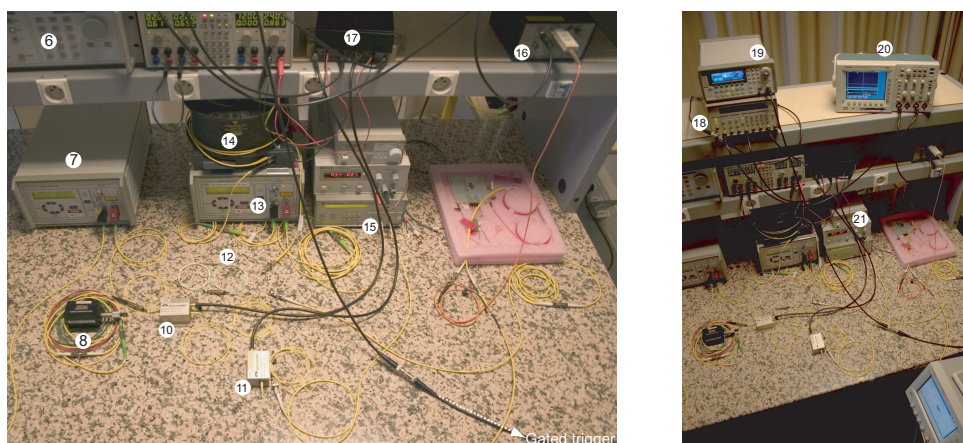
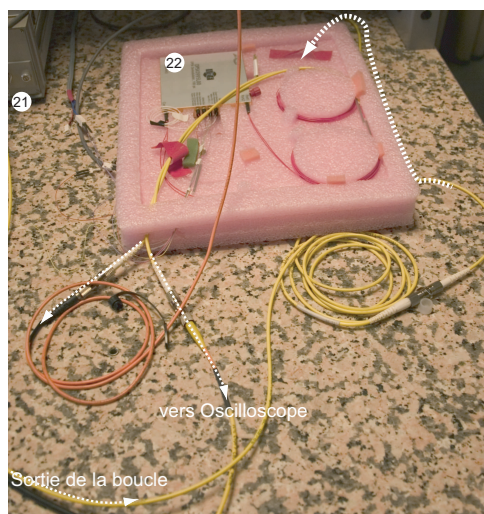


FIG. 3.29 – Détails du dispositif expérimental, la boucle à recirculation.

- 10-11 commutateurs acousto-optiques d'émission et de vidage
- 12 Coupleur équilibré d'entrée/sortie de la boucle à recirculation
- 13-15 Amplificateur optique de la boucle associé à son filtre optique (JDS Uniphase 0.25 nm)
- 14 Bobine de SMF et son module de compensation DCF
- 16 Détecteur de contrôle de la boucle, visualisation des signaux sur l'oscilloscope 20
- 17 Drivers des acousto-optiques dont la commande est réalisée par le générateur de retard 18
- 19 Générateur de fonctions en mode pulse (burst mode, synchronisé sur la commande des acousto-optiques) pilotant le gated trigger de l'oscilloscope
- 21 Contrôle en température du démodulateur DPSK (haut) et ajustement de la phase (bas)
- 22 Démodulateur DPSK

FIG. 3.30 – *Démodulateur DPSK.*

Résultats

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sous forme de diagramme de l'oeil pour les différents formats de modulation envisagés (Figure 3.31). En effet, le testeur de taux d'erreur binaire n'ayant pas de fonction de déclenchement avancée (burst mode trigger), il ne nous a pas été possible de mesurer le BER pour une distance donnée. Pour chaque format de modulation, la puissance moyenne est ajustée à 10.35 dBm en sortie du booster, soit 4.25 dBm à l'entrée de la boucle.

Dans tous les cas, nous pouvons observer des déformations caractéristiques du phénomène de dispersion. Sa compensation non parfaite dans la boucle conduit à une accumulation résiduelle non négligeable dès 240 km de propagation (10 tours) si bien qu'elle s'impose comme l'effet limitant dans notre lien. L'élargissement temporel qui en résulte est particulièrement visible dans le cas des impulsions RZ mais affecte aussi les autres formats. Bien qu'ayant un spectre plus étroit que leurs homologues RZ, les formats NRZ voient aussi leurs transitions logiques $0 \rightarrow 1/1 \rightarrow 0$ devenir de moins en moins abruptes. Les différents diagrammes de l'oeil se ferment dans les mêmes proportions sauf pour les deux exceptions notables que constituent NRZ-DPSK à 480 km et DPSK duobinaire dès 240 km. Cependant, plusieurs observations communes à toutes les modulations de phase générées peuvent expliquer cette constatation. Tout d'abord, le réglage de la phase est suffisamment sensible pour rendre l'optimisation du diagramme difficile à réaliser et ce d'autant plus que la distance sélectionnée est élevée. De plus, la détection directe est synonyme d'une sensibilité plus faible pour les formats DPSK puisque l'on n'utilise qu'une des deux sorties du démodulateur DPSK. Ce type de détection ne les avantage donc clairement pas. Finalement, NRZ-DPSK et DPSK duobinaire ont été les deux derniers formats

généérés lors de notre étude. A ce stade, et seulement à ce stade, nous avons constaté 11 dB de pertes ¹ au niveau du filtre optique dans la boucle. Cela a radicalement changé le bilan en puissance si bien que l'excès de gain nécessaire à la compensation de cette perte a modifié le niveau de bruit présent dans la boucle. Cette différence explique le fait que l'on n'ait pas observé un oeil assez ouvert à 480 km (20 tours) pour la modulation DPSK duobinaire bien que sa tolérance à la dispersion soit pourtant plus grande que celle de son homologue NRZ-DPSK.

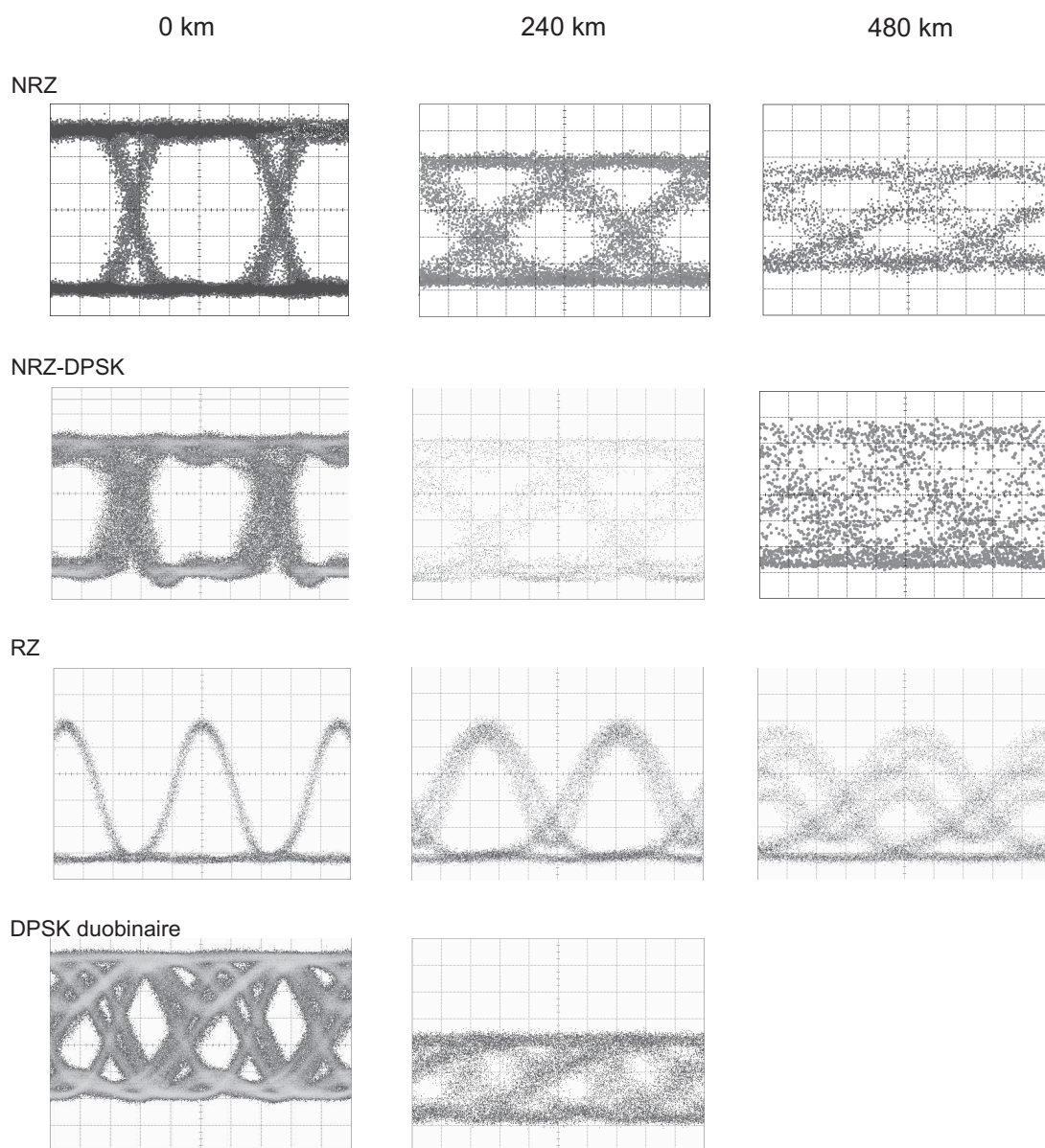


FIG. 3.31 – Diagrammes de l'oeil des différents formats de modulation après 0, 240 et 480 km de propagation dans la boucle à recirculation.

¹pour seulement 6 dB annoncés par le constructeur dans les spécifications

Conclusion générale

Au terme de cette étude, nous avons tenté d'appréhender au mieux les implications découlant de l'utilisation d'un codage cohérent sur les performances d'un système de communication optique. En effet, les dernières perspectives dans ce domaine montrent le regain d'intérêt considérable porté à la modulation de phase. Faisant jusqu'alors figure de parent pauvre au regard de l'hégémonie associant modulation d'intensité et amplification optique, elle possède indéniablement les qualités requises pour opérer dans des conditions de plus en plus exigeantes. Son immunité à divers effets non-linéaires, sa tolérance au filtrage et son efficacité spectrale plus importante en feraient potentiellement un futur standard commercial.

C'est pourquoi nos recherches se sont tout d'abord concentrées sur la gigue de phase. Limitation majeure des systèmes cohérents, elle nécessitait une estimation rapide mais suffisamment précise dans le cadre général d'un lien à gestion de dispersion. La méthode des moments développée dans ce contexte donne une réponse semi-analytique satisfaisante à ce problème. Elle a notamment permis de montrer l'influence du filtrage optique dans la réduction de la gigue de phase non-linéaire.

Outre cette approche théorique répondant plus à une problématique intrinsèque à toute modulation de phase, nous avons conduit un travail plus spécifique sur un membre de la classe des formats de modulation de phase continue et à réponse partielle : la modulation DPSK duobinaire. Un tel format issu du domaine RF n'est pas encore exploité en optique. C'est donc après une phase de simulation visant à le caractériser que nous avons implémenté un codeur/décodeur au débit de 2 Gbit/s.

Après cette première validation expérimentale, nous avons mesuré les performances de la modulation DPSK duobinaire à 10 Gbit/s. Les différents dispositifs expérimentaux — tolérances à la dispersion, non-linéarité et transmission — ont été autant d'occasions de comparer les formats générés. Leurs comportements sont limités par de nombreuses contraintes dont la complexité, l'interdépendance et le degré d'expression varient selon le système. Autant dire que les tendances générales observées dans nos expériences n'ont que la portée relative des conclusions particulières à notre boucle à recirculation.

De fait, ce travail constitue la première étape d'une caractérisation plus juste. Une détection équilibrée couplée à une mesure directe du taux d'erreur binaire irait déjà dans ce sens et donnerait une mesure des performances beaucoup plus précise. L'optimisation des résultats viendrait ensuite des améliorations apportées à notre démonstrateur.

Lors de la modulation des données, le filtre duobinaire reste le composant critique dont l'imperfection dégrade l'ouverture initiale de l'oeil. Son meilleur contrôle augmenterait d'autant la sensibilité et la tolérance à la dispersion.

Au niveau de la boucle à recirculation, une cellule beaucoup plus longue permettrait une comparaison plus facile par rapport à une ligne déployée. Dans une configuration où la distance entre amplificateurs serait plus importante et la dispersion résiduelle mieux compensée (modules de pré/post compensation), la modulation DPSK duobinaire pourrait exprimer son potentiel plus clairement. Dans ces conditions, il resterait à étudier son comportement face aux divers effets non-linéaires dans une démarche assez semblable à celle menée lors de l'optimisation du format RZ en CRZ.

Enfin, au chapitre 2, nous avons accordé une attention particulière à la conjugaison de phase. Dans la mesure où, théoriquement, elle réduit la gigue de phase non-linéaire [76], nous avons l'intention de proposer une évolution de notre boucle à recirculation qui aurait inclus un module de conjugaison semblable à [120]. Si la première démonstration expérimentale de cette technique dans une transmission cohérente [121] semble réduire l'intérêt d'une telle étude, il n'en demeure pas moins qu'une justification théorique reste d'actualité. Des calculs similaires à ceux estimant la gigue de phase par la méthode des moments et tenant en compte du module de conjugaison sont dans ce sens tout à fait envisageables.

Bibliographie

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [2] R. I. Killey, H. J. Thiele, V. Mikhailov, et P. Bayvel, «Prediction of transmission penalties due to cross-phase modulation in WDM systems using a simplified technique» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 7, pp. 804–806, July 2000.
- [3] S. Song, «High-order four-wave mixing and its effect in WDM systems» *Optics Express*, vol. 7, no. 4, pp. 166–171, August 2000.
- [4] R. M. Jopson et R. E. Tench, «Polarisation-independent phase conjugation of light-wave signals» *Electronics Letters*, vol. 29, no. 25, pp. 2216–2217, December 1993.
- [5] A. H. Gnauck, R. M. Jopson, et R. M. Derosier, «10 Gb/s 360 km transmission over dispersive fiber using midsystem spectral inversion» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no. 6, pp. 663–666, June 1993.
- [6] J. Herrera, F. Ramos, et J. Marti, «Nonlinear distortion generated by DSF-based optical-phase conjugators in analog optical systems» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 9, pp. 1688–1693, September 2002.
- [7] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic press, 2001.
- [8] G. J. Foschini et C. D. Poole, «Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, no. 11, pp. 1439–1456, November 1991.
- [9] I. Kaminow et T. Li, eds., *Optical fiber communications IV B*. Academic Press, 2002.
- [10] K. Hagimoto, K. Iwatsuki, A. Takada, M. Nakazawa, M. Saruwatari, K. Aida, K. Nakagawa, et M. Horiguchi, «250 km nonrepeated transmission experiment at 1.8 Gb/s using LD pumped Er^{3+} -doped fibre amplifiers in IM/direct detection system» *Electronics Letters*, vol. 25, no. 10, pp. 662–664, May 1989.
- [11] E. Desurvire, *Erbium doped fiber amplifiers : principles and applications*. Wiley intersciences, 1994.
- [12] M. Morisaki, H. Sugahara, T. Ito, et T. Ono, «2.56-Tb/s (64x42.7 Gb/s) WDM transmission over 6000 km using all-raman amplified inverse double-hybrid spans» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 11, pp. 1615–1617, November 2003.
- [13] D. Bayart, P. Baniel, A. Bergonzo, J.-Y. Boniort, P. Bousselet, L. Gasca, D. Hamoir, F. Lepllingard, A. L. Sauze, P. Nouchi, F. Roy, et P. Sillard, «Broadband optical fibre

- amplification over 17.7 THz range» *Electronics Letters*, vol. 36, no. 18, pp. 1569–1571, August 2000.
- [14] K. Nakagawa, «Progress in optical amplifiers and the future of optical communication systems» in *Proceedings of Optical Amplifier and Applications (OAA'1999)*, 1999.
- [15] T. Okamawari, A. Maruta, et Y. Kodama, «Analysis of Gordon-Haus jitter in a dispersion-compensated optical transmission system» *Optics Letters*, vol. 23, no. 9, pp. 694–696, May 1998.
- [16] J. Gordon et H. A. Haus, «Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission» *Optics Letters*, vol. 11, no. 10, pp. 665–667, October 1986.
- [17] C. Kurtzke, «Suppression of fiber nonlinearities by appropriate dispersion management» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no. 10, pp. 1250–1253, October 1993.
- [18] T. Imai, M. Murakami, et A. Naka, «Optimum parameter guidelines for 10 Gbit/s, multimegameter transmission systems considering the nonlinear effect» *Electronics Letters*, vol. 29, no. 16, pp. 1409–1411, August 1993.
- [19] H. Sugahara, A. Maruta, et Y. Kodama, «Optimal allocation of amplifiers in a dispersion-managed line for a wavelength-division-multiplexed soliton transmission system» *Optics Letters*, vol. 24, no. 3, pp. 145–147, February 1999.
- [20] N. S. Bergano, C. R. Davidson, C. J. Chen, B. Pedersen, M. A. Mills, N. Ramanujam, A. B. Kidorf, H. D. Puc, M. D. Levonas, et H. Abdelkader, «640 Gb/s transmission of sixty-four 10 Gb/s WDM channels over 7200 km with 0.33 (bit/s)/Hz spectral efficiency» in *OFC'99 Technical Digest (San Diego, CA)*, postdeadline paper PD2.
- [21] D. L. Guen, S. D. Burgo, M. L. Moulinard, D. Grot, M. Henry, F. Favre, et T. Georges, «Narrow band 1.02 Tbit/s (51x20 Gbit/s) soliton DWDM transmission over 1000 km of standard fiber with 100 km amplifier spans» in *OFC'99 Technical Digest (San Diego, CA)*, postdeadline paper PD4.
- [22] D. Marcuse, «Derivation of analytical expressions for the bit-error probability in lightwave systems with optical amplifiers» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, no. 12, pp. 1816–1823, December 1990.
- [23] J. L. Syskind, J. Nagel, et H. D. Kidorf, *Erbium-Doped Fiber amplifiers for optical communications in Optical Fiber Communications IIIB*. Academic Press, San Diego, 1997.
- [24] G. Varelle, F. Pitel, et J. F. Marcerou, «3 Tbit/s (300 x 11.6 Gbit/s) transmission over 7380 km using C+L band with 25 GHz channel spacing and NRZ format» in *Proceedings of OFC'2001*, Paper PD22, 2001.
- [25] E. A. Golovchenko, A. N. Pilipetskii, et N. S. Bergano, «Transmission properties of chirped return-to-zero pulses and nonlinear intersymbol interference in 10 Gb/s WDM transmission» in *Proceedings of OFC'00*, Paper FC3, 2000.

-
- [26] J. B. Leroy, P. Marmier, G. Vareille, et B. Julien, «12220 error-free 68x10 Gb/s transmission» in Proceedings of ECOC'02, Paper 9.1.5, 2002.
 - [27] Y. Miyamoto, K. Yonenaga, S. Kuwahara, M. Tomizawa, A. Hirano, H. Toba, K. Murata, Y. Tada, Y. Umeda, et H. Miyazawa, «1.2 Tbit/s (30 x 42.7 Gbit/s ETDM optical channel) WDM transmission over 376 km with 125 km spacing using forward error correction and carrier-suppressed RZ format» in Proceedings of OFC'00, Paper PD26-1, 2000.
 - [28] Y. Miyamoto, A. Hirano, K. Yonenaga, A. Sano, H. Toba, K. Murata, et O. Mitomi, «320 Gb/s (8×40 Gb/s) WDM transmission over 387 km with 120 km repeater spacing using carrier-suppressed return-to-zero format» *Electronics Letters*, vol. 35, no. 23, pp. 2041–2042, November 1999.
 - [29] Y. Zhu, W. Lee, C. Scabill, C. Fludger, D. Watley, M. Jones, J. Homan, B. Shaw, et A. Hadjiofotou, «1.28 Tbit/s (32x40 Gbit/s) transmission over 1000 km with only 6 spans» in Proceedings of ECOC00, Paper PD 1.4, 2000.
 - [30] H. Sugahara, M. Morisaki, T. Ito, K. Fukuchi, et T. Ono, «9000 km transmission of 32x42.7 Gb/s dense-WDM signals using 195 μm^2 A_{eff} fiber and inverse double-hybrid span configuration» in Proceedings of Topical Meeting on Optical Amplifiers and Applications (OAA'2002), Paper PDP-3, 2002.
 - [31] M. Forzati, J. Martensson, A. Berntson, A. Djupsjöbacka, et P. Johannisson, «Reduction of intrachannel four-wave mixing using the alternate-phase RZ modulation format» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 9, pp. 1285–1287, September 2002.
 - [32] P. Johannisson, D. Anderson, M. Marklund, A. Berntson, M. Forzati, et J. Martensson, «Suppression of nonlinear effects by phase alternation in strongly dispersion-managed optical transmission» *Optics Letters*, vol. 27, no. 12, pp. 1073–1075, June 2002.
 - [33] D. Penninckx, «Enhanced-phase-shaped binary transmission» *Electronics Letters*, vol. 36, no. 5, pp. 478–480, March 2000.
 - [34] H. Bissessur, L. Pierre, D. Penninckx, J.-P. Thiery, et J.-P. Hamaide, «Enhanced phase-shaped binary transmission for dense WDM systems» *Electronics Letters*, vol. 37, no. 1, pp. 45–46, January 2001.
 - [35] H. Bissessur, G. Charlet, W. Idler, C. Simonneau, S. Borne, L. Pierre, R. Dischler, C. D. Barros, et P. Tran, «3.2 Tb/s (80x40 Gb/s) C-band transmission over 3x100 km with 0.8 bit/s/Hz efficiency» *Electronics Letters*, vol. 38, no. 8, pp. 377–379, April 2002.
 - [36] G. Charlet, J.-C. Antona, P. Tran, S. Bigo, W. Idler, et R. Dischler, «3.2 Tbit/s (80x42.7 Gbit/s) C-band transmission over 9x100 km of TeraLight™ fiber with 50 GHz channel spacing» in Proceedings of Topical meeting on Optical Amplifiers and Applications (OAA'2002), Paper PDP-1, 2002.

- [37] Y. Yamada, S. Nakagawa, T. Kawazawa, H. Tada, et K. Goto, «2 Tbit/s (200x10 Gbit/s) over 9200 km transmission experiments using C-band EDFA and VSB format with 53% spectral efficiency» in Proceedings of SubOptic'01 Conference, Paper PDP-1, 2001.
- [38] H. Bissessur, G. Charlet, E. Gohin, C. Simonneau, L. Pierre, et W. Idler, «1.6 Tbit/s (40x40 Gb/s) DPSK transmission with direct detection» in Proceedings of ECOC02, Paper 8.1.2, 2002.
- [39] C. Rasmussen, T. Fjelde, J. Bennike, F. Liu, S. Dey, B. Mikkelsen, P. Mamyshev, P. Serbe, P. van der Wagt, Y. Akasaka, D. Harris, D. Gapontsev, V. Ivshin, et P. Reeves-Hall, «DWDM 40G transmission over trans-pacific distance (10000 km) using CSRZ-DPSK, enhanced FEC, and all-raman-amplified 100-km ultrawave fiber spans» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 203–207, January 2004.
- [40] T. Tsuritani, K. Ishida, A. Agata, K. Shimomura, I. Morita, T. Tokura, H. Taga, T. Mizuochi, N. Edagawa, et S. Akiba, «70-GHz-spaced 40x42.7 Gb/s transpacific transmission over 9400 km using prefiltered CSRZ-DPSK signals, all-raman repeaters, and symmetrically dispersion-managed fiber span» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 215–224, January 2004.
- [41] B. Zhu, L. Nelson, A. Gnauck, C. Doerr, J. Leuthold, L. Gruner-Nielsen, M. Pedersen, J. Kim, et R.L. Lingle Jr, «High spectral density long-haul 40-Gb/s transmission using CSRZ-DPSK format» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 208–214, January 2004.
- [42] V. S. Grigoryan, P. S. Cho, et I. Shpantzer, «Nonlinear penalty reduction of RZ-DBPSK versus RZ-OOK modulation format in fiber communications» in Proceedings of ECOC02, Paper P 3.29, 2002.
- [43] K. Sekine, N. Kikuchi, S. Sasaki, S. Hayase, C. Hasegawa, et T. Sugawara, «40 Gbit/s, 16-ary (4 bit/symbol) optical modulation/demodulation scheme» *Electronics Letters*, vol. 41, no. 7, pp. 430–432, March 2005.
- [44] S. Walklin et J. Conradi, «Multilevel signaling for increasing the reach of 10 Gb/s lightwave systems» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 11, pp. 2235–2248, November 1999.
- [45] R. A. Griffin et A. C. Carter, «Optical differential quadrature phase-shift key (oD-QPSK) for high capacity optical transmission» in Proceedings of OFC'02, Paper WX 6, 2002.
- [46] O. Vassilieva, T. Oshida, S. Choudhary, et H. Kuwahara, «Non-linear tolerant and spectrally efficient 86 Gbit/s RZ-DQPSK format for a system upgrade» in Proceedings of OFC03, Paper ThE7, 2003.
- [47] P. S. Cho, G. Harston, C. J. Kerr, A. S. Greenblatt, A. Kaplan, Y. Achiam, G. Levy-Yurista, M. Margalit, Y. Gross, et J. B. Khurgin, «Investigation of 2-b/s/Hz 40-Gb/s DWDM transmission over 4x100 km SMF-28 fiber using RZ-DQPSK and polarization multiplexing» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, pp. 656–658, February 2004.

-
- [48] T. Tockle, C. Davidson, M. Nissov, J.-X. Cai, D. Foursa, et A. Pilipetskii, «6500 km transmission of RZ-DQPSK WDM signals» *Electronics Letters*, vol. 40, no. 7, pp. 444–445, April 2004.
- [49] T. Inoue, K. Ishida, T. Tokura, E. Shibano, H. Taga, K. Shimizu, K. Goto, et K. Motoshima, «150 km repeater span transmission experiment over 9000 km» in Proceedings of ECOC04, Paper Th4.1.3, 2004.
- [50] S. Lin et D. J. Costello, *Error control coding : fundamentals and applications*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ., 2004.
- [51] J. L. Pamart, E. Lefranc, S. Morin, G. Balland, Y. C. Chen, T. M. Kissel, et J. L. Miller, «Forward error correction in a 5 Gbit/s 6400 km EDFA based system» *Electronics Letters*, vol. 30, no. 4, pp. 342–343, February 1994.
- [52] C. R. Davidson, C. J. Chen, M. Nissov, A. Pilipetskii, M. Ramanujam, H. D. Kidorf, B. Pedersen, M. A. Mills, C. Lin, M. I. Hayee, J. X. Cai, A. B. Puc, P. C. Corbett, R. Menges, H. Li, A. Elyamani, C. Rivers, et N. S. Bergano, «1800 Gb/s transmission of one hundred and eighty 10 Gb/s WDM channels over 7000 km using the full EDFA C-band» pp. 242–244, in proceedings of OFC'00, Paper PD-25 1, 2000.
- [53] O. A. Sab et J. Fang, «Concatenated forward error correction schemes for long-haul DWDM optical transmission systems» in Proceedings of ECOC'99, Paper ThC2.4, 1999.
- [54] O. A. Sab, «FEC techniques in submarine transmission systems» in Proceedings of OFC01, Paper TuF1-1, 2001.
- [55] H. Taga, H. Yamauchi, K. Goto, N. Edagawa, et M. Suzuki, «Performance improvement of highly nonlinear long-distance optical fiber transmission system using novel high gain forward error correcting code» in Proceedings of OFC01, Paper TuF3-1, 2001.
- [56] T. Kobayashi, K. Shimizu, K. Ouchi, K. Ishida, Y. Miyata, T. Tokura, J. Abe, T. Mizuochi, et K. Motoshima, «10 Gbit/s RZ-DPSK receiver with a sensitivity of -50.5 dbm (7 photons per information bit) using block turbo code FEC» in Proceedings of ECOC03, Paper Tu1.6.6.
- [57] K. Shimizu, Y. Miyata, T. Mizuochi, K. Ouchi, T. Kobayashi, H. Yoshida, et K. Motoshima, «Optimum soft-decision FEC thresholds for On-Off keying optical receiver using block turbo code» in Proceedings of OFC04, Paper WM2, 2004.
- [58] D. G. Foursa, C. R. Davidson, M. Nissov, M. A. Mills, L. Xu, J. X. Cai, A. N. Pilipetskii, Y. Cai, C. Breverman, R. R. Cordell, T. J. Carvelli, P. C. Corbett, H. D. Kidorf, et N. S. Bergano, «2,56 Tb/s (256x10 Gbit/s) transmission over 11000 km using hybrid Raman/EDFAs with 80 nm of continuous bandwidth» in Proceedings of OFC02, Paper FC3, 2002.
- [59] J.-X. Cai, D. G. Foursa, C. R. Davidson, Y. Cai, G. Domagala, H. Li, L. Liu, W. W. Patterson, N. A. Pilipetskii, M. Nissov, et N. S. Bergano, «A DWDM demonstra-

- tion of 3.73 Tb/s over 11000 km using 373 RZ-DPSK channels at 10 Gb/s» in Proceedings of OFC03, Paper PD22, 2003.
- [60] J.-X. Cai, D. G. Foursa, L. Liu, C. R. Davidson, Y. Cai, W. W. Patterson, A. J. Lucero, B. Bakhshi, G. Mohs, P. C. Corbett, V. Gupta, W. Anderson, M. Vaa, G. Domagala, M. Mazurczyk, H. Li, M. Nissov, A. N. Pilipetskii, et N. S. Bergano, «RZ-DPSK field trial over 13,000 km of installed non slope-matched submarine fibers» in Proceedings of OFC04, Paper PDP34, 2004.
 - [61] A. H. Gnauck, J. Leuthold, C. Xie, I. Kang, S. Chandrasekhar, P. Bernasconi, C. Doerr, L. Buhl, J. D. Bull, N. A. F. Jaeger, H. Kato, et A. Guest, «6x42.7 Gb/s transmission over ten 200 km EDFA-amplified SSMF spans using polarization-alternating RZ-DPSK» in Proceedings of OFC04, Paper PDP35, 2004.
 - [62] G. Charlet, E. Corbel, J. Lazaro, A. Klekamp, R. Dischler, P. Tran, W. Idler, H. Mardoyan, A. Konczykowska, F. Jorge, et S. Bigo, «WDM transmission at 6 Tbit/s capacity over transatlantic distance, using 42.7 Gb/s differential phase-shift keying without pulse carver» in Proceedings of OFC04, Paper PDP36, 2004.
 - [63] L. Becouarn, G. Varelle, S. Dupond, P. Plantady, J. F. Marcero, A. Klekamp, R. Dischler, W. Idler, et G. Charlet, «42x42.7 Gb/s RZ-DPSK transmission over a 4820 km long NZDSF deployed line using C-band-only EDFAs» in Proceedings of OFC04, Paper PDP37, 2004.
 - [64] N. Yoshikane et I. Morita, «1.14 b/s/Hz spectrally-efficient 50x85.4 Gb/s transmission over 300 km using copolarized CS-RZ DQPSK signals» in Proceedings of OFC04, Paper PDP38, 2004.
 - [65] A. Suzuki, X. Wang, Y. Ogawa, et S. Nakamura, «10x320 Gb/s (3.2Tb/s) DWDM/OTDM transmission in C-band by semiconductor-based devices» in Proceedings of ECOC04, Paper Th4.1.7, 2004.
 - [66] C. Paré, A. Villeneuve, P.-A. Bellanger, et N. J. Doran, «Compensation for dispersion and the nonlinear Kerr effect without phase conjugation» *Optics Letters*, vol. 21, no. 7, pp. 459–461, April 1996.
 - [67] I. R. Gabitov et P. M. Lushnikov, «Nonlinearity management in a dispersion-managed system» *Optics Letters*, vol. 27, no. 2, pp. 113–115, January 2002.
 - [68] X. Liu, X. Wei, R. E. Slusher, et C. J. McKinstrie, «Improving transmission performance in differential phase-shift-keyed systems by use of lumped nonlinear phase-shift compensation» *Optics Letters*, vol. 27, no. 18, pp. 1616–1618, September 2002.
 - [69] P. Vidaković and D. J. Lovering and J. A. Levenson and J. Webjörn and P. St. J. Russel, «Large nonlinear phase shift owing to cascaded χ^2 in quasi-phase-matched bulk LiNbO₃» *Optics Letters*, vol. 22, no. 5, pp. 277–279, March 1997.
 - [70] C. Xu et X. Liu, «Postnonlinearity compensation with data-driven phase modulators in phase-shift keying transmission» *Optics Letters*, vol. 27, no. 18, pp. 1619–1621, September 2002.

-
- [71] J. Hansryd, J. van Howe, et C. Xu, «Experimental demonstration of nonlinear phase jitter compensation in DPSK modulated fiber links» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 1, pp. 232–234, January 2005.
 - [72] M. C. Tatham, G. Sherlock, et L. D. Westbrook, «Compensation fibre chromatic dispersion by optical phase conjugation in a semiconductor laser amplifier» *Electronics Letters*, vol. 29, no. 21, pp. 1851–1852, October 1993.
 - [73] R. J. Essiambre et G. P. Agrawal, «Timing jitter of ultrashort solitons in high-speed communication systems. I. General formulation and application to dispersion-decreasing fibers» *Journal of Optical Society of America B*, vol. 14, no. 2, pp. 314–322, February 1997.
 - [74] S. Watanabe et M. Shirasaki, «Exact compensation for both chromatic dispersion and Kerr effect in a transmission fiber using optical phase conjugation» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 3, pp. 243–248, March 1996.
 - [75] S. Watanabe et T. Chikama, «Cancellation of four-wave mixing in multichannel fibre transmission by midway optical phase conjugation» *Electronics Letters*, vol. 30, no. 14, pp. 1156–1157, July 1994.
 - [76] C. J. McKinstrie, S. Radic, et C. Xie, «Reduction of soliton phase jitter by in-line phase conjugation» *Optics Letters*, vol. 28, no. 17, pp. 1519–1521, September 2003.
 - [77] K.-P. Ho, «Probability density of nonlinear phase noise» *Journal of Optical Society of America B*, vol. 20, no. 9, pp. 1875–1879, September 2003.
 - [78] K.-P. Ho, «Asymptotic probability density of nonlinear phase noise» *Optics Letters*, vol. 28, no. 15, pp. 1350–1352, September 2003.
 - [79] K.-P. Ho, «Performance degradation of phase-modulated systems due to nonlinear phase noise» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 9, pp. 1213–1215, September 2003.
 - [80] V. S. Grigoryan, C. R. Menyuk, et R.-M. Mu, «Calculation of timing and amplitude jitter in dispersion-managed optical fiber communications using linearization» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 8, pp. 1347–1356, August 1999.
 - [81] S. N. Vlasov, V. A. Petrishchev, et V. I. Talanov, «Average description of wave beam in linear and nonlinear media (the method of moments)» *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 14, pp. 1062–1070, 1971.
 - [82] M. Hanna, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, et W. T. Rhodes, «Soliton optical phase control by use of in-line filters» *Optics Letters*, vol. 24, no. 11, pp. 732–734, February 1999.
 - [83] C. J. McKinstrie et C. Xie, «Phase jitter in single-channel soliton systems with constant dispersion» *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, pp. 616–625, May-June 2002.
 - [84] C. J. McKinstrie, C. Xie, et T. Lakoba, «Efficient modeling of phase jitter in dispersion-managed soliton systems» *Optics Letters*, vol. 27, no. 21, pp. 1887–1889, November 2002.

-
- [85] M. Hanna, D. Boivin, P.-A. Lacourt, et J.-P. Goedgebuer, «Calculation of optical phase jitter in dispersion-managed systems by use of the moment method» *Journal of Optical Society of America B*, vol. 21, no. 1, pp. 24–28, January 2004.
- [86] D. Boivin, M. Hanna, P.-A. Lacourt, et J.-P. Goedgebuer, «Reduction of phase jitter in dispersion-managed systems by in-line filtering» *Optics Letters*, vol. 29, no. 7, pp. 688–690, April 2004.
- [87] A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus, et Y. Lai, «Soliton transmission control» *Optics Letters*, vol. 16, no. 23, pp. 1841–1843, December 1991.
- [88] T. Georges, «Perturbation theory for the assessment of soliton transmission control» *Optical Fiber Technology*, vol. 1, pp. 97–116, November 1995.
- [89] K. J. Blow, N. J. Doran, et S. J. D. Phoenix, «The Soliton Phase» *Optics Communications*, vol. 88, no. 2-3, pp. 137–140, March 1992.
- [90] C. J. McKinstrie, C. Xie, et C. Xu, «Effects of cross-phase modulation on phase jitter in soliton systems with constant dispersion» *Optics Letters*, vol. 28, no. 8, pp. 604–606, April 2003.
- [91] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, et S. G. Evangelides, «The sliding frequency guiding filter : an improved form of soliton jitter control» *Optics Letters*, vol. 17, no. 22, pp. 1575–1577, November 1992.
- [92] F. Favre et D. Leguen, «20 Gbit/s soliton transmission over 19Mm using sliding-frequency guiding filters» *Electronics Letters*, vol. 31, no. 12, pp. 991–992, June 1995.
- [93] L. F. Mollenauer, E. Lichtman, M. J. Neubelt, et G. T. Harvey, «Demonstration, using sliding-frequency guiding filters, of error-free soliton transmission over more than 20 mm at 10 Gbit/s, single channel, and over more than 13 mm at 20 Gbit/s in a two-channel WDM» *Electronics Letters*, vol. 29, no. 10, pp. 910–911, May 1993.
- [94] L. F. Mollenauer, P. V. Mamyshev, et M. J. Neubelt, «Measurement of timing jitter in filter-guided soliton transmission at 10 Gbit/s and achievement of 375-Gbit/s-Mm, error free, at 12.5 and 15 Gbit/s» *Optics Letters*, vol. 19, no. 10, pp. 704–706, May 1994.
- [95] D. J. Kaup, «Perturbation theory for solitons in optical fiber» *Physical Review*, vol. A 42, pp. 5685–5693, 1990.
- [96] M. W. Chbat, P. R. Prucnal, M. N. Islam, C. E. Socolich, et J. P. Gordon, «Long-range interference effects of soliton reshaping in optical fibers» *Journal of Optical Society of America B*, vol. 10, no. 8, pp. 1386–1395, 1993.
- [97] T. Georges et F. Favre, «Modulation, filtering and initial phase control of interacting solitons» *Journal of Optical Society of America B*, vol. 10, no. 10, pp. 1880–1889, October 1993.
- [98] M. Hanna, D. Boivin, P.-A. Lacourt, et J.-P. Goedgebuer, «Effect of sliding filters on the soliton optical phase jitter in constant-dispersion systems» *Optics Communications*, vol. 231, no. 1-6, pp. 181–185, February 2004.

-
- [99] H. A. Haus, «Quantum Noise in a Solitonlike Repeater System» *Journal of Optical Society of America B*, vol. 8, no. 5, pp. 1122–1126, May 1991.
- [100] E. A. Golovchenko, N. S. Bergano, et C. R. Davidson, «Four-wave mixing in multispans dispersion-managed transmission links» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 10, pp. 1481–1483, October 1998.
- [101] J. G. Proakis, *Digital Communications*. McGraw-Hill, 2001.
- [102] T. Ono, Y. Yano, K. Fukuchi, T. Ito, H. Yamazaki, M. Yamaguchi, et K. Emura, «Characteristics of optical duobinary signals in Terabit/s capacity, high-spectral efficiency WDM systems» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, no. 5, pp. 788–797, May 1998.
- [103] T. Ono et Y. Yano, «Key technologies for terabit/second WDM systems with high spectral efficiency of over 1 bit/s/Hz» *IEEE Journal of Quantum Electronic*, vol. 34, no. 11, pp. 2080–2088, November 1998.
- [104] S. Aisawa, J. Kani, M. Fukui, T. Sakamoto, M. Jinno, S. Norimatsu, M. Yamada, H. Ono, et K. Oguchi, «A 1580-nm band WDM transmission technology employing optical duobinary coding» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 2, pp. 191–198, February 1999.
- [105] T. Ito, T. Ono, Y. Yano, K. Fukuchi, H. Yamazaki, M. Yamaguchi, et K. Emura, «Feasibility study on over 1 Bit/s/Hz high spectral efficiency WDM with optical duobinary coding and polarization interleave multiplexing» pp. 43–45, in Proceedings of OFC'97, paper TuJ1, 1997.
- [106] D. Boivin, M. Hanna, et J. R. Barry, «Reduced-bandwidth duobinary differential continuous-phase modulation format for optical communications» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 6, June 2005.
- [107] C. Xu, X. Liu, L. F. Mollenauer, et X. Wei, «Comparison of return-to-zero differential phase-shift keying and on-off keying in long-haul dispersion managed transmission» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 4, pp. 617–619, April 2003.
- [108] J. H. Sinsky, A. Adamiecki, A. Gnauck, C. A. Burrus, J. Leuthold, O. Wohlgenuth, S. Chandrasekhar, et A. Umbach, «RZ-DPSK transmission using a 42.7-Gb/s integrated balanced optical front end with record sensitivity» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 180–185, January 2004.
- [109] J. B. Anderson, T. Aulin, et C.-E. Sundberg, *Digital Phase Modulation*. New York : Plenum Press, 1986.
- [110] S. Bigo, G. Charlet, et E. Corbel, «What has hybrid phase/intensity encoding brought to 40 Gbit/s ultralong-haul systems?» in Proceedings of ECOC'04, Paper Th.2.5.1, 2004.
- [111] F. Forghieri, P. R. Prucnal, R. W. Tkach, et A. R. Chraplyvy, «RZ versus NRZ in nonlinear WDM systems» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 7, pp. 1035–1037, July 1997.

- [112] K. S. Cheng et J. Conradi, «Reduction of pulse-to-pulse interaction using alternative RZ formats in 40-Gb/s systems» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 1, pp. 98–100, January 2002.
- [113] S. Appathurai, V. Mikhailov, R. I. Killey, et P. Bayvel, «Investigation of the optimum Alternate-Phase RZ format and its effectiveness in the suppression of intra-channel nonlinear distortion in 40-Gbit/s transmission over standard single-mode fiber» *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 10, no. 2, pp. 239–249, March/April 2004.
- [114] P. V. Mamyshev et N. A. Mamysheva, «Pulse-overlapped dispersion-managed data transmission and intrachannel four-wave mixing» *Optics Letters*, vol. 24, no. 21, pp. 1454–1456, November 1999.
- [115] L. Boivin, M. C. Nuss, J. Shah, D. A. B. Miller, et H. A. Haus, «Receiver sensitivity improvement by impulsive coding» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 5, pp. 684–686, May 1997.
- [116] P. J. Winzer et A. Kalmár, «Sensitivity enhancement of optical receivers by impulsive coding» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 2, February 1999.
- [117] W. D. Cornwell, H. O. Edwards, N. H. Taylor, D. S. Lotay, S. A. Smith, et S. Hamidi, «Comparison of 64x10 Gb/s NRZ and RZ transmission over 6000 km using a dispersion-managed fiber solution» in Proceedings of OFC02, Paper WP4, 2002.
- [118] C. Fürst, G. Mohs, H. Geiger, et G. Fischer, «Performance limits of nonlinear RZ and NRZ coded transmission at 10 and 40 Gb/s on different fibers» in Proceedings of OFC00, Paper WM31, 2002.
- [119] A. H. Gnauck et P. J. Winzer, «Optical phase-shift-keyed transmission» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 1, pp. 115–130, January 2005.
- [120] S. Radic, R. M. Jopson, C. J. McKinstrie, A. H. Gnauck, S. Chandrasekhar, et J. C. Centanni, «Wavelength division multiplexed transmission over standard single mode fiber using polarization insensitive signal conjugation in highly nonlinear optical fiber» in Proceedings of OFC03, Paper PD12-1, 2003.
- [121] S. L. Jansen, D. van den Borne, C. C. Monsalve, S. Spälter, P. M. Krummrich, G. D. Khoe, et H. de Waardt, «Reduction of Gordon-Mollenauer phase noise by midlink spectral inversion» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 4, pp. 923–925, April 2005.

RÉSUMÉ

Récemment, nombres d'alternatives à la traditionnelle modulation d'intensité ont été proposées dans le contexte des télécommunications optiques. Les systèmes dits cohérents, utilisant la phase de l'onde optique, présentent de nombreux avantages : meilleure sensibilité, résistance à divers effets non-linéaires. Ils montrent néanmoins un comportement différent vis à vis du bruit accumulé lors de la propagation. L'effet Kerr dans la fibre induit un bruit de phase non-linéaire qui limite les performances de ces systèmes.

Dans une première partie, l'estimation rapide, analytique ou semi-analytique, de ces fluctuations est proposée dans deux contextes différents. Les résultats alors obtenus par application de la méthode des moments et de la théorie des perturbations sont validés par des simulations numériques de la propagation. Nous menons également une étude expérimentale de l'influence de la carte de dispersion sur le bruit de phase.

Dans une deuxième partie, nous proposons et étudions un format de modulation basé sur la modulation de phase différentielle continue, dans le but d'améliorer l'efficacité spectrale. Ce format est obtenu en modulant la phase optique par un signal à trois niveaux de type duobinaire. Ses performances sont comparées à celles des formats standards au débit de 10 Gbit/s lors d'une expérience utilisant une boucle à recirculation.

MOTS CLÉS

télécommunications optiques, formats de modulation, modulation de phase différentielle, signal duobinaire

ABSTRACT

Many alternatives to classical intensity modulation schemes have recently been proposed for optical communications. Coherent systems, using the optical phase as the information carrier, have many advantages over their counterparts : better sensitivity, higher nonlinear effect tolerance. Nevertheless, they show a different behavior to noise accumulated during the propagation. The Kerr effect induces a nonlinear phase noise which limits performances.

In the first part, a fast estimation, either analytical or semi-analytical, of these fluctuations is proposed for two different cases. The results given by the moment method and the perturbation theory are compared with numerical simulations of the propagation. We have also conducted an experimental study of the influence of the dispersion map on phase noise.

In the second part, we propose and study a new modulation format based on continuous differential phase modulation to improve spectral efficiency. This format consists in modulating the optical phase with a 3 level (duobinary) signal. Its performances are compared with those of standard formats in a 10 Gbit/s recirculating loop experiment.

KEY WORDS

Optical fiber telecommunications, modulation formats, differential phase shift keying, duobinary signal